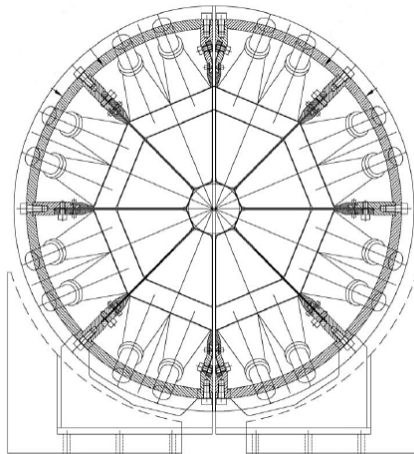




Universiteit Antwerpen
Faculteit Wetenschappen
Departement Fysica
Academiejaar 2008-2009

ONTWIKKELING VAN DE CASTOR RECONSTRUCTIE SOFTWARE EN
ELEKTRON/PION SEPARATIE ANALYSE



Hans Van Haeuvermaet

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

Promotor: Prof. Dr. P. Van Mechelen



Inhoudsopgave

Voorwoord	v
1 Inleiding	1
1.1 “Topsport in een Alpentunnel”	1
1.2 De Compact Muon Solenoid(CMS) detector	2
1.2.1 Centrale detectoren	4
1.2.2 Voorwaartse detectoren	4
1.3 Motivatie	5
2 Kwantum-chromodynamica bij hoge partondichtheden	9
2.1 Structuur van hadronen	9
2.1.1 Diep Inelastische Verstrooiingen	9
2.1.2 Structuurfuncties en het parton model	12
2.1.3 Experimentele resultaten	19
2.2 Quark-gluon interacties	22
2.3 Evolutievergelijkingen	26
2.3.1 Parton showers	26
2.3.2 De DGLAP en BFKL benaderingen	29
2.4 Van HERA naar LHC	31
3 Calorimeters	35
3.1 Calorimeters: detectors in de hoge energie fysica	35
3.1.1 Een kort overzicht	35
3.1.2 Čerenkov straling	37
3.2 De absorptie van deeltjes - particle showers	39
3.2.1 Elektromagnetische showers	41
3.2.2 Hadronische showers	45
3.2.3 Respons en compensatie	48
3.3 Castor	51
3.3.1 Specificaties	51
3.3.2 Showerprofielen en resoluties	53
3.3.3 Beam Tests	56
4 Castor Software	59
4.1 Structuur	59

4.1.1	MC Generators en data	60
4.1.2	Full Simulation	61
4.1.3	Digitization	62
4.1.4	Low Level Reconstruction	62
4.1.5	Kalibratie	63
4.2	High Level Reconstruction	65
4.2.1	Overzicht	66
4.2.2	CastorCells	67
4.2.3	CastorTowers	69
4.2.4	Jet Algoritmes	78
4.2.5	CastorClusters	81
4.2.6	Elektron/pion selectie	83
4.2.7	CastorJets	86
4.2.8	CastorEgammas	87
4.2.9	Praktische implementatie	88
4.3	Fast Simulation	88
4.3.1	Motivatie	88
4.3.2	Werkwijze	89
4.3.3	Energiespreidingen: rekening houden met detector resoluties	91
4.3.4	Elektromagnetische energie in de hadronische Castor sectie	92
4.3.5	Het toevoegen van Ruis	94
4.3.6	Testresultaten van het k_T cluster algoritme	96
4.3.7	Praktische implementatie	97
5	Samenvatting	99
A.	Castor geometrische definities [30]	101
B.	1 dimensionaal Castor k_T cluster algoritme	103

Voorwoord

Toen ik in het laatste jaar van de humaniora een scriptie schreef over de LHC had ik nooit gedacht dat ik later een maand stage zou doen bij CERN en dat deze versneller ook in mijn Master thesis zou verschijnen. Daar waar begrippen zoals ‘elementaire deeltjes’ en ‘het standaard model’ toen nog zeer vaag waren, zijn deze dankzij mijn studies aan de UA al heel wat opgeklaard. Ook het onderwerp is veel specifiek geworden: terwijl de LHC scriptie een overzicht gaf van de versneller en al zijn experimenten is deze thesis gefocust op één kleine detector die deel uitmaakt van één experiment aan de LHC en de fysica die men daarmee wil onderzoeken. Na het lezen van de titel kan u zich afvragen waarom het voor een fysicus interessant is om software te ontwerpen of te ontwikkelen voor deze detector, die vraag stelde ik mij in het begin ook. Het idee van ‘we schrijven een paar lijntjes code’ bleek echter al gauw veel te oppervlakkig te zijn. Reeds bij de eerste lijnen code bleek het dat een grondige kennis van de detector en de fysische doeleinden die men ermee wil bereiken onontbeerlijk is. De software moet immers in staat zijn om de ruwe gegevens uit een detector om te zetten in iets bruikbaar. Software blijft echter altijd evolueren, ook in de hoge energie fysica, zodat deze (hopelijk) altijd maar beter en beter wordt. Dit zal ook gebeuren met de software geschreven voor de Castor detector in deze thesis. Toch hoop ik reeds nu een kleine bijdrage geleverd te hebben aan dit complex geheel en hoop ik dat ik erin geslaagd ben het voor een fysicus oninteressant lijkende begrip ‘software’ toch in een interessante context te gieten.

Vooraleer we vertrekken naar de ‘Alpentunnel’ zou ik graag ook nog enkele mensen willen bedanken. Eerst en vooral mijn promotor prof. dr. P. Van Mechelen die mij de mogelijkheid gaf om op dit interessant onderwerp te werken en altijd bereid was te helpen indien nodig. Verder ook veel dank aan S. Ochesanu en B. Roland die naast de hulp en de interessante discussies ook zorgden voor een aangename werksfeer. Ook nog een woord van dank aan de rest van de onderzoeksgroep elementaire deeltjesfysica, de CMS-Castor groep en mijn medestudenten. Tenslotte wil ik ook nog mijn ouders bedanken om me altijd te steunen en te helpen met het verbeteren van de thesis op het niet-fysisch vlak.

Hans Van Haevermaet
Wilrijk, mei 2009

1 Inleiding

In dit eerste deel zullen we kort de situatie schetsen waarna een overzicht gegeven wordt van de CMS instrumentatie. De nadruk wordt dan op de voorwaartse fysica en de Castor detector gelegd die we beide introduceren met de gepaste motivaties.

1.1 “Topsport in een Alpentunnel”

Bovenstaande titel¹ was één van de vele die verscheen in de media rond 10 september 2008. Gans het land was heel even in de ban van de elementaire deeltjesfysica toen men voor het eerst de LHC (Large Hadron Collider) versneller probeerde op te starten in het CERN². En terecht, België speelt een niet te onderschatten rol in dit gehele experiment. Samen met 5 andere belgische universiteiten³ werkt de Universiteit Antwerpen(UA) mee aan de CMS detector: een gigantische constructie die registreert wat er gebeurt wanneer versnelde LHC protonbundels met elkaar botsen. Door het analyseren van de gegevens die deze detector produceert hoopt men antwoorden te vinden op enkele fundamentele vragen die men zich stelt in de fysica over de inhoud en oorsprong van het universum. De populairste zijn ongetwijfeld de zoektocht naar het Brout-Englert-Higgs deeltje, extra dimensies, unificatie, donkere materie (en energie), supersymmetrie en nieuwe exotische deeltjes. Dit is echter slechts het topje van de ijsberg en er zijn nog vele andere vragen die beantwoord moeten worden binnen de deeltjesfysica. Ook in de onderzoeksgroep elementaire deeltjesfysica aan de UA werkt men mee aan oplossingen voor deze vragen en bestudeert men momenteel volgende punten:

- Studie van de kwantumchromodynamica(QCD) bij hoge partondichtheden.
- Zoektocht naar het graviton en extra dimensies.
- Zoektocht naar het Higgs deeltje.
- Studie van diep inelastische elektron-proton verstrooiingen bij HERA.

Ook heeft de onderzoeksgroep actief meegewerkt aan de constructie van de silicium sporenkamer van CMS en wordt er momenteel hard gewerkt aan de opbouw van de Castor calorimeter die het meetbereik van CMS zal vergroten. Deze detector die samen met

¹*De Morgen*, 11 september 2008.

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

³UCL, UMH, ULB, UG en VUB.

onder andere DESY en de universiteit van Athene wordt ontwikkeld zal een belangrijke rol spelen bij het onderzoek naar QCD en de zogenaamde ‘voorwaartse fysica’ (zie verder) dat men hier in Antwerpen uitvoert. Voor mijn master thesis heb ik meegewerkt aan de software ontwikkeling voor deze Castor calorimeter waarbij het uiteraard nodig is de gewenste doeleinden voor ogen te houden (wat wil ik onderzoeken?) en een grondige kennis van de calorimeter zelf te hebben zodat de software op een correcte manier de ruwe data verwerkt.

De wereldwijde vreugde die ontstond tijdens de opstart van de LHC versneller in september 2008 werd reeds enkele dagen later ontstemd door een incident tijdens het klaarmaken van de machine voor hogere energieën. Toen men in 1 van de 8 sectoren de stroom in de supergeleidende magneten wou opvoeren tot 9.3 kA liep het mis: er ontstond een weerstand tussen 2 magneten en tijdens de energieontlading die hierop volgde beschadigde een elektrische vonk het helium koelsysteem. Hierdoor kwam helium vrij onder een zeer grote druk wat uiteindelijk leidde tot een schokgolf die een aantal dipolen, quadrupolen en andere apparatuur beschadigde. De eigenlijke start van de versneller zal door de nodige reparaties en verbeteringen uiteindelijk een jaar vertraging oplopen. Tijdens het schrijven van deze thesis wordt verwacht terug te kunnen opstarten eind september 2009. Eind oktober 2009 hoopt men de eerste 10 TeV proton-proton botsingen te hebben. Door de vertraging heeft het CERN ondermeer besloten een eerste lange meetperiode uit te voeren met de LHC doorheen de wintermaanden om zo in een klein jaar tijd toch nog meer dan 200 pb^{-1} aan data te collecteren bij 5 TeV energie per protonbundel [1].

1.2 De Compact Muon Solenoid(CMS) detector

Deze detector is één van de 2 grote algemene detectoren die rond een LHC interactiepunt zal staan om de botsingen waar te nemen. Hij bevindt zich in een hal ongeveer 100m onder de grond rond interactiepunt 5 en is een cilindervormige detector rondom de bundelpijp die bestaat uit verschillende lagen waarbij elke laag 1 of meerdere subdetectoren bevat die telkens een andere toepassing hebben zoals te zien in figuur 1.1. De combinatie van al deze lagen zorgt er dan voor dat men een zo volledig mogelijk meetbereik heeft, zowel ruimtelijk als fysisch. De complete constructie meet 21.6 m in de lengte, heeft een diameter van 14.6 m en weegt ongeveer 12500 ton [3]. De detector kan men beschrijven in de standaard (x, y, z) ruimte waarbij z de as is langs de bundelpijp, y de verticale as naar boven, x de horizontale as richting het centrum van de LHC ring en de oorsprong het interactiepunt is. De polaire hoek θ is de hoek tegenover de z -as⁴ en φ is de azimuthale hoek in het (x, y) vlak⁵ [4]. Een coördinaten systeem dat vooral veel gebruikt wordt om fysische processen te localiseren binnenin CMS is het (η, φ) vlak. Hier is η ,

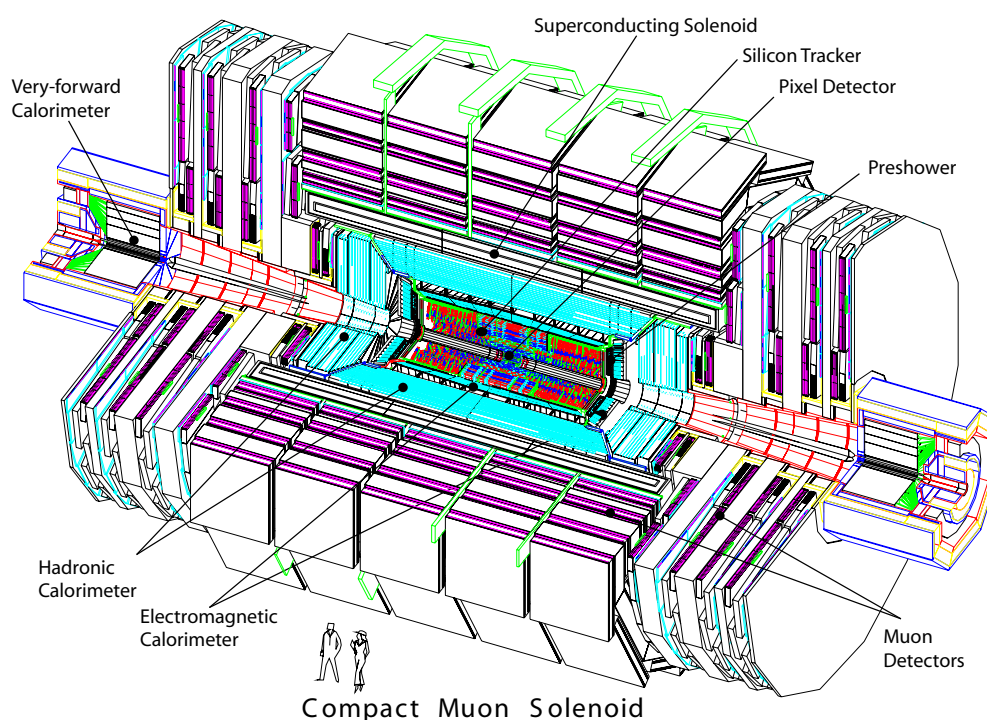
⁴ $\theta = 0 \rightarrow +z$ en $\theta = \pi \rightarrow -z$

⁵ $\varphi = 0 \rightarrow +x$, $\varphi = \pi/2 \rightarrow +y$ en $\varphi = \text{atan2}(y, x)$.

de pseudorapidity, gedefinieert als [5]:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}\right) \quad (1.1)$$

Het grote voordeel van deze coördinaat tegenover θ is dat het een benadering is, geldig voor relativistische deeltjes, van de rapidity y die Lorentz invariant is op een constante na [5]. Wanneer deeltjes afkomstig van de interacties zich dicht bij de bundelpijp bevinden met een kleine polaire hoek θ , en dus een grote pseudorapidity η , noemt men ze *voorwaarts* en zullen de detectoren die gemaakt zijn om deze deeltjes waar te nemen voorwaartse detectoren genoemd worden. Ook CMS heeft zo'n detectoren, deze bevinden zich dichtbij de bundelpijp aan de uiteinden van de cilindervormige detector. In figuur 1.1 zien we bijvoorbeeld de Very-forward Calorimeter. Met behulp van de pseudorapidity η kunnen we dus CMS onderverdelen in een centraal deel en een voorwaarts deel.



Figuur 1.1: Gedetailleerde tekening van CMS met aanduidingen van de verschillende componenten. [2]

1.2.1 Centrale detectoren

Onder de centrale detectoren vallen de silicium pixel detectors en sporenkamers, de elektromagnetische calorimeter, de hadronische calorimeter en de muonkamers. De pixel detectors en sporenkamers bevinden zich het dichtst bij de bundelpijp en meten de baan die een deeltje aflegt wanneer het de detector passeert. Om zoveel mogelijk informatie af te leiden uit deze banen heeft CMS een supergeleidende solenoïde die een magneetveld kan opwekken van 3.8 Tesla. Hierdoor worden de hoog energetisch geladen deeltjes afgebogen zodat men een onderscheid kan maken in hun lading en dankzij de kromming van de baan in het magnetisch veld kan men de impuls berekenen. Het bereik van deze sporenkamers is $|\eta| < 2.5$ [3]. Daarna hebben we de elektromagnetische en hadronische calorimeters. Deze detectoren staan in voor het meten van de energie van de deeltjes door hun absorptie⁶. De elektromagnetische calorimeter absorbeert eerst alle elektronen en fotonen terwijl de sterk interagerende hadronen doordringen tot in de hadronische calorimeter en daar hun energie verliezen. Dit centrale calorimeter systeem heeft een bereik van $|\eta| < 3.0$ [3]. De enige deeltjes die nu nog kunnen overblijven in CMS zijn muonen en neutrino's. Aangezien muonen ook geladen deeltjes zijn kan men hun impuls bepalen door het meten van de afgelegde banen in de muonkamers die de buitenste laag van CMS vormen ($|\eta| < 2.4$ [3]). Neutrino's daarentegen hebben geen lading en interageren zeer weinig waardoor hun aanwezigheid enkel afgeleid kan worden door gebruik te maken van het behoud van impuls principe. Tenslotte moeten we ook nog de Very-forward of Hadronic Forward(HF) calorimeter vermelden. Ondanks de naamgeving wordt deze detector meestal niet beschouwd als een aparte voorwaartse detector. Toch breidt hij het hadronisch calorimeter bereik van CMS uit tot $|\eta| < 5.2$ [3].

1.2.2 Voorwaartse detectoren

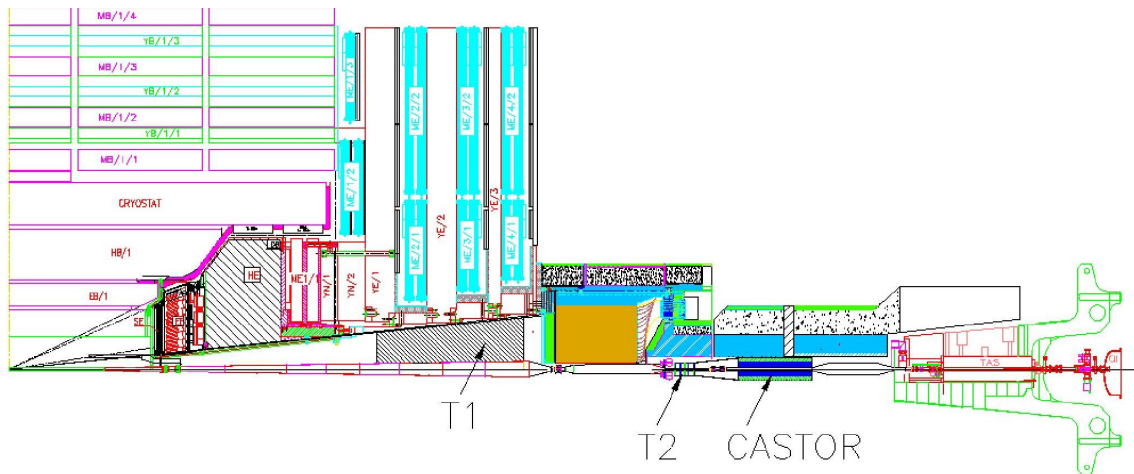
De voorwaartse detectoren die rond het interactiepunt bij CMS geïnstalleerd worden en het pseudorapidity bereik uitbreiden zijn Castor ($-6.6 < \eta < -5.2$ [7]), ZDC ($|\eta| > 8.1$), TOTEM⁷ T1 ($3.1 < |\eta| < 4.7$), TOTEM T2 ($5.2 < |\eta| < 6.5$) en FP420 [6]. De FP420 detector zal diffractieve processen⁸ bestuderen en daarom wordt het bereik meestal niet in termen van pseudorapidity gegeven maar met behulp van ξ : de fractie van de initiële impuls dat het uitgaande proton verliest. De detector zal op 420 m van het interactiepunt de positie en tijd van de overlevende protonen detecteren met een bereik van $0.002 < \xi < 0.02$ [6]. De TOTEM T1 en T2 detectoren zullen de sporen van passerende geladen deeltjes registreren waarbij het bereik van T1 ongeveer overeenkomt met dat van de HF calorimeter en het T2 bereik quasi gelijk is aan dat van de Castor detector. De T1 en T2 sporendetectoren zullen dan ook voor HF en Castor

⁶De werking van deze detectoren wordt verder beschreven in hoofdstuk 3.

⁷Dit is eigenlijk een ander experiment en geen onderdeel van CMS.

⁸Processen waarbij 1 proton of beide de botsing overleven en slechts een zeer klein deel van hun impuls verliezen.

geïnstalleerd worden. Verder heeft men de ZDC⁹ calorimeter die zich op 140 m van het interactiepunt bevindt. Het is een elektromagnetische en hadronische calorimeter, gebaseerd op het *Čerenkov* detectiemechanisme, die bestaat uit wolfram en kwarts lagen waardoor de detector onder andere in staat is de energie te bepalen van neutrale deeltjes met een $\eta > 8.1$. Tenslotte komen we bij de Castor calorimeter die voor een groot deel mee door de UA ontwikkeld wordt. Dit is een elektromagnetische en hadronische *Čerenkov* calorimeter die net zoals ZDC opgebouwd is uit wolfram en kwartsplaten. Hij bevindt zich op ongeveer 14 m van het interactiepunt rond de bundelpijp achter de TOTEM T2 detector. De positie van Castor in CMS wordt getoond in figuur 1.2. Het werkingsprincipe van de calorimeter, samen met alle nodige specificaties, wordt in detail uitgelegd in hoofdstuk 3. De UA participeert voornamelijk in de ontwikkeling van de elektronica en de software nodig om de geproduceerde data te verwerken. Voorlopig wordt er deze zomer 1 Castor calorimeter geplaatst aan de negatieve z-zijde van CMS zodat deze klaar is voor gebruik wanneer de LHC opstart in het najaar.



Figuur 1.2: Tekening van de voorwaartse regio bij CMS waar de Castor detector samen met TOTEM T1 en T2 is aangeduid. [6]

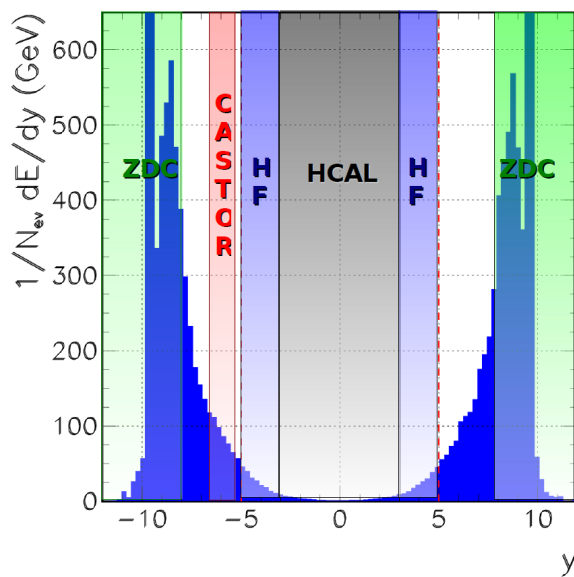
1.3 Motivatie

Nu we een overzicht hebben van alle voorwaartse detectoren die bij het CMS experiment worden geïnstalleerd is het uiteraard nodig te verklaren waarom er zoveel aandacht wordt gegeven aan deze regio. De *voorwaartse fysica*¹⁰ die men wil bestuderen met al deze voorwaartse detectoren blijkt inderdaad belangrijk te zijn als we kijken naar de energieverdeling van proton-proton botsingen bij de LHC. In figuur 1.3 zien we de

⁹Zero Degree Calorimeter.

¹⁰De studie van wat er zich in de voorwaartse regio afspeelt.

energie (GeV) in functie van de rapidity y per botsing (event). Het is duidelijk dat de meeste energie zal terechtkomen in gebieden waar $5 < |y| < 10$ wat overeenkomt met het bereik van de hiervoor genoemde voorwaartse detectoren (zie figuur). Gezien de centrale CMS detectoren enkel tot $|y| < 5$ gaan is een uitbreiding van dit bereik dus noodzakelijk wil men het overgrote deel aan interessante fysica bestuderen. In wat volgt zullen we enkel een overzicht geven van de interessante fenomenen die men kan bestuderen met de Castor detector gezien de UA participatie (Het motiveren van alle detectoren zou buiten het kader van deze thesis vallen). In het volgende hoofdstuk zullen we dan dieper ingaan op de voorwaartse fysica fenomenen die men vooral aan de UA wil bestuderen met de Castor calorimeter.



Figuur 1.3: De energieverdeling bij standaard LHC proton-proton botsingen in functie van rapidity y . [6]

De onderzoeksmogelijkheden van de *Centauro And Strange Object Research* (Castor) detector zijn vrij uitgebreid en bevatten onderwerpen voor proton-proton botsingen én zware ion (Pb-Pb) botsingen. Algemeen gezien kan men deze onderverdelen in 3 categorieën: ontdekkingsfysica, QCD studies en kosmische straling. Binnen de ontdekkingsfysica kan Castor bijdragen tot volgende onderwerpen [8]:

- *Beyond Standard Model*(BSM) fysica: vele nieuwe ontdekkingen tracht men te meten via de missende transversale energie in CMS. Wil men dit principe gebruiken is het dus noodzakelijk om een zo goed mogelijke detector bedekking te hebben zodat men een totaal beeld krijgt van de energie distributie. Castor draagt hier aan bij door het totale calorimeter bereik van CMS te vergroten tot $\Delta\eta \approx 13.2$. [8]

- *Bijdrage tot ontdekking van het Higgs deeltje*: het tweede belangrijkste productiekanal voor dit scalair boson is via vector-boson fusie (VBF), een proces dat gekarakteriseerd wordt door de productie van 2 voorwaartse jets¹¹ waarbij 1 jet in het $+\eta$ gebied en de andere in $-\eta$. Het voordeel van dit proces is dat de standaard QCD achtergrond veel kleiner is. Indien het een diffractief proces betreft (bv. $pp \rightarrow pHp$) is het zelfs mogelijk de massa m_H af te leiden uit het meten van de proton impulsen. Studies verwachten een werkzame doorsnede van 3 fb voor het $pp \rightarrow pHp$ proces. Castor kan bijdragen aan deze ontdekking door het detecteren van jets in de voorwaartse regio of andersom: door het eisen van geen activiteit in Castor wat een signaal kan zijn voor een diffractief Higgs proces. [8][6]
- *Detectie van Centauro's en Strangelets*¹²: dankzij de lange hadronische calorimeter sectie van Castor is dit één van de weinige detectoren die geschikt is voor de nauwkeurige studie en detectie van hadronische showers, afkomstig van Pb-Pb botsingen, die diep in de calorimeter dringen. Hierdoor kan men zoeken naar zogenaamde hadronische Centauro showers, die een uitgesproken assymetrie vertonen, en naar de aanwezigheid van Strangelets. Dit zijn gebonden toestanden die een groot aantal up, down en strange quarks kunnen bevatten. [8]

Wat betreft de QCD studies kan Castor bijdragen tot volgende onderwerpen:

- *Multi-Parton Interactions en Underlying Event Structure*: de onderliggende structuur van een botsing omvat alles buiten de harde interactie en het begrijpen van deze structuur is belangrijk voor het juist interpreteren van de uiteindelijke data. Effecten die naast de harde interactie kunnen optreden zijn oa. gluon straling, multi-parton interacties en deeltjes afkomstig van de uiteenvallende protonen (beam remnants). De multi-parton interacties¹³ beïnvloeden de voorwaartse energiedepositie waardoor Castor kan bijdragen tot de validatie van verschillende modellen die dit proces trachten te beschrijven. Ook de voorspelde correlaties tussen de energiedepositie in het centrale en voorwaartse deel kunnen gecontroleerd worden met Castor data. Het begrijpen van het gedrag van deze multi-parton interacties is belangrijk aangezien het mogelijk is dat zij zorgen voor een valse ontdekking¹⁴. [7][6][8]
- *Diffractie*: deze reeds eerder vermelde processen waarbij 1 of 2 protonen de interactie overleven worden verder gekenmerkt door een grote $\Delta\eta$ aanwezig tussen

¹¹Een jet is een (smalle) kegel van hadronen als resultaat van de hadronisatie van quarks en gluonen die dicht bij elkaar - $\Delta\eta, \Delta\varphi$ klein - worden uitgezonden.

¹²Dit was één van de oorspronkelijke onderzoeksonderwerpen van de Castor calorimeter, vandaar de naamgeving.

¹³Komen voor wanneer meerdere partonen, afkomstig van de botsende protonen, met elkaar interageren.

¹⁴De geproduceerde deeltjes lijken afkomstig van 1 proces, bv. Higgs productie, maar ze kunnen evengoed afkomstig zijn van meerdere processen tussen de partonen.

de centrale reactieproducten en de voorwaartse verstrooide protonen. De totale werkzame doorsnede van proton-proton botsingen kan voor 1/4e bestaan uit diffractieve interacties. Deze processen zijn geschikt voor het bestuderen van de proton(hadron) structuur en kunnen voor Higgs ontdekkingen zorgen (zie hiervoor). Castor kan helpen met het selecteren van diffractieve interacties door het als een veto detector te gebruiken en te eisen dat er in het Castor $\Delta\eta$ gebied geen activiteit(energiedepositie) is. [6][8]

- *Quark-Gluon plasma*: de positie en snelle respons van Castor binnen CMS zorgt ervoor dat de detector een bijdrage kan leveren tot de studie van het Colour-Glass-Condensate model. Dit regime wordt gekenmerkt door een grote baryon productie in de detector waardoor Castor de eigenschappen van het Quark-Gluon plasma kan bestuderen bij Pb-Pb botsingen door het bepalen van de centraliteit van de interactie. [8]
- *Lage- x QCD*: de studie van QCD bij lage- x ¹⁵ en hoge partondichtheden werd tot nu toe gedaan voor $x = 10^{-3} - 10^{-5}$ (HERA) en Castor laat ons toe om dit gebied uit te breiden en bij de LHC tot $x = 10^{-6}$ te gaan. Voor dit kinematisch gebied zijn er momenteel verschillende lineaire modellen(DGLAP, BFKL, CCFM,...) die elk de evolutie van de QCD beschrijven en voorspellingen maken over de voorwaartse jet productie. De studie van deze jets in Castor maakt het dan mogelijk om: naargelang de kinematica een onderscheid te kunnen maken tussen de modellen en de proton Parton Distributie Functies(PDF) te bestuderen in een nieuwe regime waar men verwacht dat er niet-lineaire QCD effecten zullen optreden. Het is vooral dit onderwerp dat de Castor groep aan de UA zal onderzoeken en het is dan ook de belangrijkste motivatie voor deze thesis en de software die geschreven is. In het volgende hoofdstuk gaan we dieper in op de evolutie van de QCD in dit nieuwe kinematisch gebied. [6][7][8]

Als laatste kan Castor ook bijdragen tot het tunen en kalibreren van Monte Carlo modellen die kosmische straling interacties proberen te beschrijven. De 10 TeV massamiddelpuntsenergie van de proton-proton botsingen in de LHC komt immers ongeveer overeen met een fixed-target botsing die een energie $E_{lab} = 10^5$ TeV heeft. [8]

¹⁵ x is de fractie van de initiële proton impuls die gedragen wordt door het parton dat deelneemt aan de harde interactie.

2 Kwantum-chromodynamica bij hoge partondichtheden

We vertrekken met de beschrijving van diep inelastische ep verstrooiingen waaruit we structuurfuncties en parton distributies van het proton kunnen bepalen. Daarna breiden we het geïntroduceerde parton model uit wat leidt tot de introductie van evolutievergelijkingen. Deze bespreken we verder waarna we motiveren waarom de studie van dit onderwerp aan de hand van voorwaartse jets bij de LHC noodzakelijk is.

2.1 Structuur van hadronen

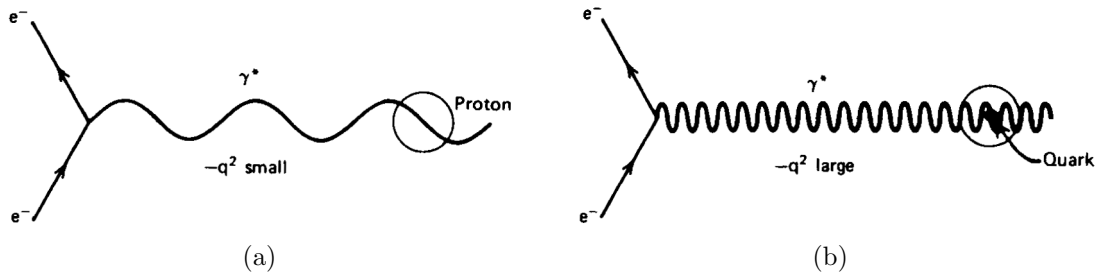
2.1.1 Diep Inelastische Verstrooiingen

Waarom?

De reden waarom we in dit hoofdstuk starten met de beschrijving van diep inelastische verstrooiingen is dat het een ideaal proces is om de structuur van hadronen te bestuderen. Wanneer men de structuur van materie - of een deeltje - wil bestuderen gaat men dit doen door fotonen of elektronen te verstrooien op het onderwerp in kwestie. Als de golflengte van de *probe* dezelfde grootte-orde heeft als het te onderzoeken doel ($\lambda \approx d$ met d de grootte van het doel) kan men de grootte en de vorm hiervan afleiden door het analyseren van de hoekdistributies van de verstrooide deeltjes. Wil men echter verdergaan en de interne structuur onderzoeken dan moet de golflengte van de probe kleiner zijn dan de grootte van het doel ($\lambda < d$). Een kleinere golflengte betekent een grotere energie wat als gevolg heeft dat, indien de energieoverdracht van het verstrooide deeltje voldoende groot is, het doel opbreekt en zijn oorspronkelijke identiteit verliest. We zeggen dan dat de verstrooiing diep (het hoog energetische foton dringt diep binnen in het doel) en inelastisch (het doel breekt op) is. Niettegenstaande het oorspronkelijke deeltje opbreekt en zijn identiteit verliest wordt dit proces veel gebruikt voor het bestuderen van de interne structuur.

Een bekend en veel gebruikt diep inelastisch proces voor de studie van de structuur van hadronen is het $ep \rightarrow eX$ proces waarbij een elektron op een proton verstrooid wordt. Een diagram van dit proces zien we in figuur 2.1b dat naast een elastisch $ep \rightarrow ep$ proces is afgebeeld (figuur 2.1a) ter vergelijking. Bij het elastische proces heeft het virtuele foton een golflengte van dezelfde grootte-orde als het proton en de 4-impulsoverdracht

$-q^2$ is klein. In dit geval kunnen we enkel de grootte van het proton opmeten. Het inelastische proces in figuur 2.1b daarentegen kan wel de quarks in het proton *zien* omdat het virtuele foton hier een kleine golflengte heeft, $\lambda \approx 1/\sqrt{-q^2} \ll 1fm$ waarbij de 4-impulsoverdracht $-q^2$ groot is, en het wel diep kan binnendringen in het proton [12].



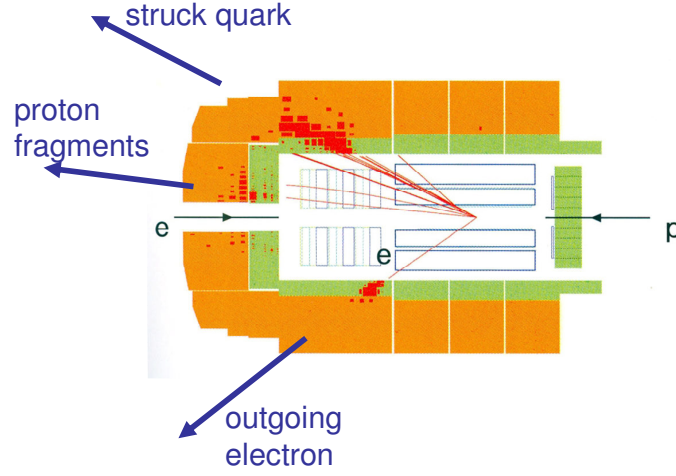
Figuur 2.1: (a) Elastische $ep \rightarrow ep$ verstrooiing: het foton met lange golflengte meet de grootte van het proton. (b) Diep inelastische $ep \rightarrow pX$ verstrooiing: het foton kan quarks in het proton onderscheiden door de korte golflengte. [12]

Sinds lange tijd is er veel onderzoek geweest naar de structuur van het proton en tot voor kort gebeurde dit ook intensief met de HERA¹ versneller in het DESY² onderzoekscentrum. HERA is een 6.3 km lange elektron-proton versneller speciaal ontworpen voor de studie van de proton structuur die van 1992 tot 2007 operationeel was. De elektronen werden versneld tot 27.5 GeV en verstrooid op versnelde protonen met een energie van 920 GeV. De 2 grootste experimenten verbonden aan deze versneller zijn H1 en ZEUS detectoren die rond het noordelijk en zuidelijk interactiepunt staan. Dankzij de analyse van diep inelastische $ep \rightarrow eX$ verstrooiingen in deze detectoren, een voorbeeld van zo'n proces in de H1 detector ziet men in figuur 2.2, heeft men de kennis van de proton structuur dan ook grondig kunnen uitbreiden [14].

Wanneer men in de wetenschap op het punt stond na te gaan of de quarks in het proton al dan niet elementaire deeltjes waren ontdekte men geen sub-structuur in de quarks, maar zag men nieuwe effecten die het gevolg bleken te zijn van de kwantum-chromodynamica(QCD) theorie. In plaats van nieuwe elementaire deeltjes waaruit quarks zouden bestaan *zag* men QCD! [9] Het onderzoek met de HERA versneller heeft een grote bijdrage geleverd aan het in kaart brengen van al deze effecten maar tot op vandaag bestaan er nog steeds onduidelijkheden over. Met LHC versneller hoopt men dus de huidige kennis te vervolledigen en te controleren wat zeer belangrijk is voor andere mogelijke ontdekkingen aan de LHC. Wanneer men immers proton-proton botsingen wil analyseren is een grondige kennis van de protonstructuur uiteraard onmisbaar.

¹Hadron-Electron Ring Accelerator.

²Deutsches Elektronen-Synchrotron.



Figuur 2.2: Voorbeeld van een $ep \rightarrow eX$ diep inelastische verstrooiing in de H1 detector bij HERA. [9]

Kinematica

Willen we verder gaan met het bespreken van de protonstructuur is het nodig een kwantitatieve beschrijving van diep inelastische verstrooiingen te geven. Een laagste orde Feynman diagram van een $ep \rightarrow eX$ proces ziet men in figuur 2.3. Een inkomend elektron met 4-impuls k zendt een foton uit met 4-impuls $q = k - k'$ waarbij k' de 4-impuls van het uitgaande elektron is. Het inkomende proton met 4-impuls p interageert met het foton, dat aangeduid wordt door de cirkel³, en breekt op in verschillende stukken (1,...,N). De invariante massa W is dan de som van de twee 4-impulsen q en p . Het proces wordt gekarakteriseerd door volgende 2 onafhankelijke variabelen [12][9]:

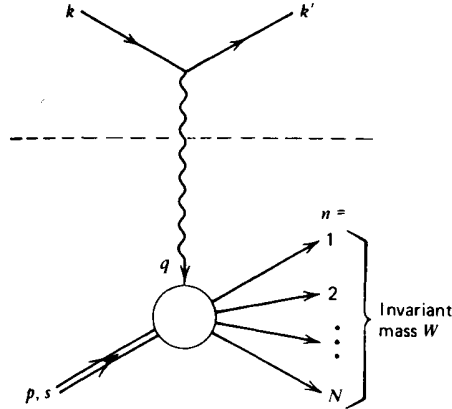
$$Q^2 \equiv -q^2 \qquad \nu \equiv \frac{p \cdot q}{M} \qquad (2.1)$$

Met M de massa van het proton en waar ν in het proton ruststelsel vereenvoudigd naar $\nu = E - E'$ met E en E' respectievelijk de begin en eind elektron energieën. Voorgaande variabelen worden meestal vervangen door dimensieloze vormen [12]:

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{-q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2M\nu} \qquad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \qquad (2.2)$$

In deze variabelen bevindt het toegelaten kinematische gebied zich dan tussen $0 \leq x \leq 1$ en $0 \leq y \leq 1$ [12]. Verder kunnen we ook nog de invariante massa W uitdrukken in deze

³Men weet op dit moment niet wat er zich afspeelt binnenin het proton.



Figuur 2.3: Laagste orde Feynman diagram voor een $ep \rightarrow eX$ diep inelastische verstrooiing. [12]

verschillende variabelen [12][9]:

$$W^2 = (p + q)^2 = p^2 + 2p \cdot q + q^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 = M^2 + \frac{Q^2}{x} - Q^2 \quad (2.3)$$

In termen van deze variabelen kan men dan ook een onderscheid maken tussen elastische en inelastische verstrooiingen. Elastische verstrooiingen worden gekenmerkt door $W^2 = M^2 \rightarrow x = 1$ (het proton breekt niet op) en bij inelastische verstrooiingen krijgt men $W^2 > M^2 \rightarrow x < 1$. Diep inelastische verstrooiingen zijn dan processen waarbij $Q^2 \gg M^2$ en $W^2 \gg M^2$ [9].

2.1.2 Structuurfuncties en het parton model

Werkzame doorsnedes

Nu we de kinematica van het proces kunnen beschrijven, is het mogelijk een werkzame doorsnede te bepalen. Wanneer men dit deed voor elastische $ep \rightarrow ep$ processen vertrok men vanuit de kennis van de $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ werkzame doorsnede waarin men het muon dan verving door een proton. Dit was mogelijk door de lepton stroom, $j^\mu \sim \bar{u} \gamma^\mu u$ met u, \bar{u} de Dirac spinoren en γ^μ de gamma matrices, te vervangen door een proton stroom J^μ die vorm factoren bevatte om de onbekende structuur van het proton in rekening te brengen (zie [12]). Dit is niet meer mogelijk bij inelastische verstrooiingen aangezien de eindtoestand van het proton niet meer beschreven kan worden als één enkel fermion. Daarom is het nodig om de werkzame doorsnede (σ) uit te drukken in een product van een lepton tensor ($L_{\mu\nu}^e$) en een hadronische tensor ($W^{\mu\nu}$) [12]:

$$d\sigma \sim L_{\mu\nu}^e W^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

De lepton tensor stelt het bovenste deel van het diagram in figuur 2.3 voor en is net hetzelfde als bij $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ verstrooiingen [12]:

$$L_{\mu\nu}^e = \frac{1}{2} \text{Tr}((\not{K}' + m) \gamma^\mu (\not{K} + m) \gamma^\nu) \quad (2.5)$$

Waar we gebruik gemaakt hebben van de notatie $\not{K} = \gamma^\mu k_\mu$. De hadronische tensor vertegenwoordigt het onderste deel van het diagram en hebben we nodig om te beschrijven wat er gebeurt aan dit einde van de propagator. Aangezien we niets weten van de structuur van het proton in de eindtoestand, moeten we vertrekken van de meest algemene vorm dat deze tensor kan aannemen. Deze is opgebouwd uit de metrische tensor $g^{\mu\nu}$ en de onafhankelijke impulsen p en q [12]:

$$W^{\mu\nu} = -W_1(\nu, q^2)g^{\mu\nu} + \frac{W_2(\nu, q^2)}{M^2}p^\mu p^\nu + \frac{W_4(\nu, q^2)}{M^2}q^\mu q^\nu + \frac{W_5(\nu, q^2)}{M^2}(p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu) \quad (2.6)$$

Merk op dat we hier geen W_3 bijdrage hebben opgeschreven. Deze hebben we slechts nodig indien de interactie via een zwak boson(Z^0) plaatsvindt en de pariteit geschonden kan worden. In deze berekeningen zullen we er vanuit gaan dat de foton interactie domineert: $Q^2 \ll M_Z^2$. De factoren $W_i(\nu, q^2)$ in bovenstaande uitdrukking die de structuur van het proton proberen te parametriseren noemen we de *structuurfuncties*. Deze zijn zeer belangrijk maar worden verder in een andere vorm gedefinieerd. Vergelijking (2.6) kunnen we ook ineens vereenvoudigen dankzij het behoud van stroom, $\partial_\mu J^\mu = 0$, wat leidt tot (zie [12]):

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 \quad (2.7)$$

Waaruit volgt dat enkel 2 onafhankelijke structuurfuncties overblijven en de algemene uitdrukking voor de hadronische tensor vereenvoudigt naar [12]:

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu\right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu\right) \quad (2.8)$$

Om de werkzame doorsnede van het $ep \rightarrow eX$ proces verder uit te rekenen kunnen we nu wel dezelfde procedure volgen als bij $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ processen als we de originele muon tensor $L_{\mu\nu}^{\mu on}$ vervangen door de algemene hadronische $W_{\mu\nu}$ tensor die het proton parametrizeert. De differentiële werkzame doorsnede in het labstelsel voor $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ processen is [12]:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right) \quad (2.9)$$

Hierbij zijn E' en θ de energie en de hoek van het elektron in de eindtoestand en hebben we de massa van het elektron verwaarloosd⁴. Voor de $ep \rightarrow eX$ processen krijgen we

⁴De m in deze uitdrukking is de massa van het muon.

gebruikmakend van de structuurfuncties volgende uitdrukking [12]:

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \left(W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.10)$$

Bjorken schaling

Indien het proton uit elementaire deeltjes bestaat uit dit zich doordat bij een grote Q^2 het proton zich gaat gedragen als een vrij Dirac deeltje zoals een quark. Als het foton immers diep genoeg kan binnendringen in het proton, dat bestaat uit puntdeeltjes (quarks), kunnen we de elektron-proton interactie beschouwen als een elektron-quark interactie. Dus bij hoge Q^2 waarden kunnen we een inelastische ep verstrooiing behandelen als een elastische elektron-quark verstrooiing binnen het proton. Dit betekent dat we de $ep \rightarrow eX$ interactie, die beschreven wordt door (2.10), nu ook kunnen beschrijven met de werkzame doorsnede van een $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ proces, (2.9), waarbij we het muon vervangen door een quark puntdeeltje. Als we beide uitdrukkingen dan vergelijken zien we dat de structuurfuncties volgende vormen aannemen [12]:

$$2W_1(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m^2} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m} \right) \quad (2.11)$$

$$W_2(\nu, Q^2) = \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m} \right) \quad (2.12)$$

Waarbij m nu de massa van een quark voorstelt. Gebruikmakend van de δ -functie eigenschap: $\delta(x/a) = a\delta(x)$ kunnen we dit herschrijven naar dimensieloze structuurfuncties [12]:

$$2mW_1(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu} \right) \quad (2.13)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu} \right) \quad (2.14)$$

In deze vorm zien we dat de structuurfuncties enkel afhankelijk zijn van de dimensieloze verhouding $Q^2/2m\nu$ en niet van Q^2 en ν apart. Dit heeft als gevolg dat de massa m enkel een soort van schalingsvariabele is voor de Q^2 en ν impulsen. Wanneer hoog energetische fotonen (Q^2 groot) interageren met elementaire deeltjes in het proton kunnen we dus de structuurfuncties herschrijven als [12]:

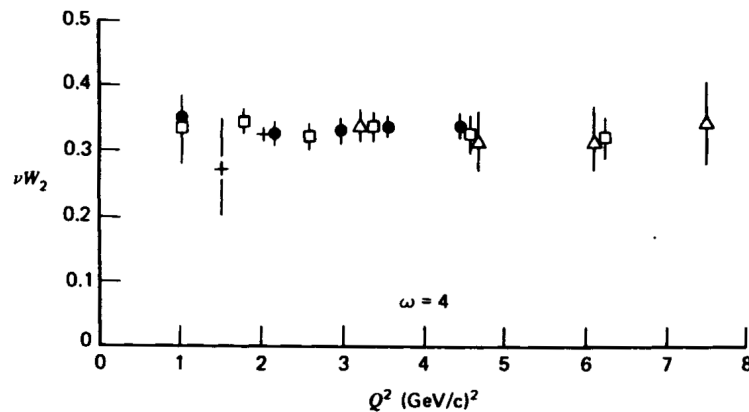
$$MW_1(\nu, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \text{ groot}} F_1(\omega) \quad (2.15)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \text{ groot}} F_2(\omega) \quad (2.16)$$

Waarbij we nu de quark massa m vervangen hebben door de proton massa M om de dimensieloze variabele ω te definiëren [12]:

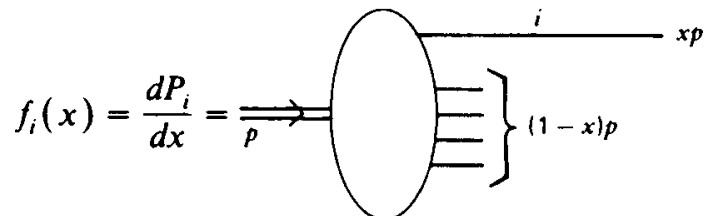
$$\omega = \frac{2q \cdot p}{Q^2} = \frac{2M\nu}{Q^2} \quad (2.17)$$

Indien het proton dus bestaat uit vrije quark puntdeeltjes moeten de inelastische structuurfuncties onafhankelijk zijn van Q^2 bij een bepaalde waarde van ω . Een bevestiging van deze stelling zien we in figuur 2.4 waar data wordt getoond van de Stanford Linear Accelerator [12]. Hier worden de waarden van de νW_2 structuurfunctie getoond bij verschillende Q^2 waarden en één $\omega = 4$ waarde. De structuurfunctie blijkt inderdaad onafhankelijk te zijn van Q^2 wat er op duidt dat het foton met puntdeeltjes in het proton interageert.



Figuur 2.4: Stanford Linear Accelerator metingen van de νW_2 structuurfunctie bepaald door ep verstrooiingen bij verschillende Q^2 en een constante $\omega = 4$ waarde. [12]

De structuurfuncties F_1 en F_2 die we nu ingevoerd hebben, kunnen we in een nog andere vorm schrijven. Hiervoor maken we gebruik van het zogenaamde *parton model*. In dit model kunnen we het proton beschouwen als een deeltje, opgebouwd uit elementaire deeltjes⁵, *partonen* genaamd, die elk een fractie x van de proton energie en impuls kunnen dragen. Om dit beter te begrijpen voeren we de *parton distributie functies* in [12], te zien in figuur 2.5.



Figuur 2.5: Grafische voorstelling van de parton distributie functies. [12]

⁵Dit kunnen zowel quarks als gluonen zijn.

De functie $f_i(x)$ stelt nu de probabilliteit voor dat een parton i een fractie x van de proton impuls p draagt. Aangezien de som van alle fracties gelijk moet zijn aan de oorspronkelijke proton impuls krijgen we volgende conditie [12]:

$$\sum_i \int dx f_i(x)x = 1 \quad (2.18)$$

waarbij de som loopt over alle partonen in het proton. Met deze definities is het nu mogelijk de F_1 en F_2 structuurfuncties te schrijven in functie van x en de daarop gebaseerde parton distributie functies f_i . Voor een elektron dat verstrooid wordt op een parton i met de eenheidslading en een impulsfractie x krijgen we [12]:

$$F_1(\omega) = \frac{Q^2}{4m\nu x} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \frac{1}{2x^2\omega} \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right) \quad (2.19)$$

$$F_2(\omega) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right) \quad (2.20)$$

Om tot deze uitdrukkingen te komen zijn we vertrokken van (2.13) en (2.14) en hebben we gebruik gemaakt van de naïeve veronderstelling dat we de impuls, energie en massa van het parton kunnen schrijven als xp , xE en xM met p , E en M de impuls, energie en massa van het proton. Sommeren over alle partonen in het proton geeft dan een uitdrukking met de parton distributie functies [12]:

$$F_2(\omega) = \sum_i \int dx e_i^2 f_i(x)x \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right) \quad (2.21)$$

$$F_1(\omega) = \frac{\omega}{2} F_2(\omega) \quad (2.22)$$

De e_i^2 factor die hier verschijnt stelt de lading van het i -de parton voor. In de literatuur schrijft men de structuurfuncties meestal in functie van x : $F_i(\omega) \rightarrow F_i(x)$ waar x gedefinieerd is als [12]:

$$x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.23)$$

In de limiet Q^2 is groot krijgen we dan uiteindelijk uitdrukkingen voor de W_i structuurfuncties [12]:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \text{ groot}} F_2(x) = \sum_i e_i^2 f_i(x)x \quad (2.24)$$

$$MW_1(\nu, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \text{ groot}} F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (2.25)$$

Als we uitdrukking (2.23) vergelijken met (2.2) zien we dat de fractie x die we in het parton model ingevoerd hebben overeenkomt met de eerder ingevoerde dimensieloze parameter x bij de beschrijving van de kinematica. We moeten echter ook opmerken dat

de naïeve veronderstelling die we gedaan hebben om tot uitdrukkingen (2.19) en (2.20) te komen enkel geldig is in het *oneindige impuls stelsel* (infinite momentum frame). In dit stelsel, waar het proton een oneindige impuls heeft, geldt dat $|\vec{p}| \gg m, M$ en kunnen we de massa's negeren zodat uitdrukkingen (2.24) en (2.25) correct zijn. In dit stelsel kunnen we ook het parton model beter begrijpen. Door de relativistische tijdsdilatactie zullen tijdens de korte periode dat het foton interageert met een quark in het proton de partonen onderling niet met elkaar interageren en kunnen we deze als vrije deeltjes beschouwen. Ook de hadronisatie van de partonen zal op een veel later tijdstip gebeuren. Het beeld van de interactie van een foton met een vrij parton in het proton *in dit stelsel* is geldig zolang de 4-impulsoverdracht Q^2 van dit foton en invariante massa W groot genoeg zijn. Dit waren exact de voorwaarden voor diep inelastische verstrooiingen. [12]

De structuurfuncties F_1 en F_2 zijn, kijkend naar (2.24) en (2.25), enkel afhankelijk van de fractie x en niet van Q^2 . Men zegt dat ze voldoen aan de *Bjorken schaling*. De relatie $2xF_1 = F_2$ (zie (2.25)) noemt men de *Callan-Gross* relatie. [12]

Partonverdelingen in het proton

Nu we de structuurfuncties en parton distributie functies(PDF) behandeld hebben, kunnen we nagaan hoe deze er specifiek uitzien voor een proton in het parton model. Gebruikmakend van (2.24) waar de som nu enkel loopt over de geladen partonen⁶ kunnen we de F_2^{ep} structuurfunctie van het proton opschrijven [12]:

$$\frac{1}{x}F_2^{ep}(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 (u^p(x) + \bar{u}^p(x)) + \left(\frac{1}{3}\right)^2 (d^p(x) + \bar{d}^p(x)) + \left(\frac{1}{3}\right)^2 (s^p(x) + \bar{s}^p(x)) \quad (2.26)$$

Hier zijn $u^p(x)$ en $\bar{u}^p(x)$ de distributie functies voor de u en \bar{u} quarks in het proton. In de twee volgende termen bevinden zich de distributie functies voor de d en s quarks⁷ en in totaal hebben we dus 6 onbekende parton distributie functies. Omdat de kwantumgetallen van het proton deze moeten zijn van de *uud valentie quarks* moeten de PDF's echter aan een aantal voorwaarden voldoen. Zo hebben we voor het proton [12]:

$$\int_0^1 (u(x) - \bar{u}(x))dx = 2 \quad (2.27)$$

$$\int_0^1 (d(x) - \bar{d}(x))dx = 1 \quad (2.28)$$

$$\int_0^1 (s(x) - \bar{s}(x))dx = 0 \quad (2.29)$$

Deze condities zullen de lading(+1), het baryongetal(1) en de vreemdheid(0) van het proton reproduceren. Naast valentie quarks zijn er ook nog *zee quarks* in het proton

⁶Niet geladen partonen interageren niet met het virtuele foton.

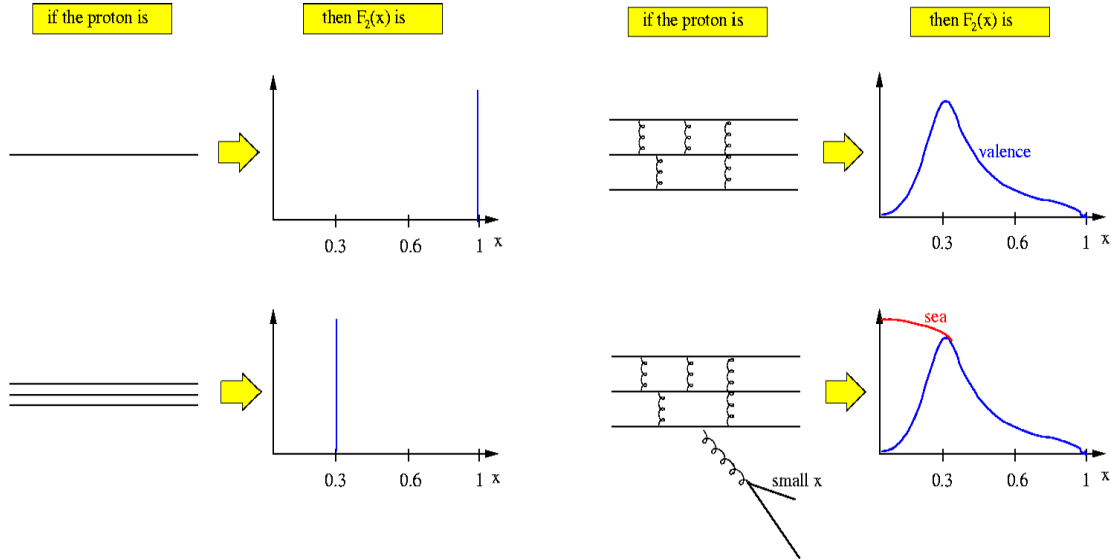
⁷Het voorkomen van de zwaardere c quarks verwaarlozen we.

aanwezig. Dit zijn quark-antiquark paren ($u_s \bar{u}_s, d_s \bar{d}_s, s_s \bar{s}_s$) afkomstig van gluonen die door de valentie quarks kunnen worden uitgezonden. Als we de totale bijdrage van deze zee quarks noteren als $S(x)$ kunnen we de proton structuurfunctie schrijven als [12]:

$$\frac{1}{x} F_2^{ep}(x) = \frac{1}{9} (4u_v^p(x) + d_v^p(x)) + \frac{4}{3} S(x) \quad (2.30)$$

Sinds de zee quarks van uitgezonden gluonen komen, verwacht men dat $S(x)$ zich gedraagt zoals het spectrum van Bremsstrahlung en dat bij lage x waarden het aantal zee quarks logaritmisch stijgt als x naar nul gaat en de aanwezigheid van de valentiequarks verwaarloosbaar is. Hieruit kan men dan afleiden dat bij lage x waarden het verschil tussen de structuurfuncties van het proton en neutron moet verdwijnen. Dit is inderdaad waargenomen (zie [12]).

In figuur 2.6 zien we een overzicht van de proton structuurfunctie voor verschillende scenario's. Indien het proton structuurloos zou zijn krijgt men een δ -functie op 1, in het statische scenario waarin het proton uit 3 niet-interagerende valentie quarks zou bestaan bevindt de δ -functie zich op $1/3$. Wanneer we aannemen dat de quarks wel interageren en impulsen kunnen uitwisselen, verdwijnt de δ piek en krijgen we een distributie van impulsfracties x rond $1/3$. Het laatste scenario waarin we ook de zee quarks in rekening brengen resulteert in een distributie waarin bij lage x waarden de structuurfunctie gedomineerd wordt door de zee quark bijdrage. [12]



Figuur 2.6: Overzicht van verschillende scenario's voor de proton structuur. [10]

Tenslotte kunnen we nog nagaan wat er gebeurt indien we de impulsen van de partonen optellen. Indien de som over alle partonen loopt, moeten we uiteraard de impuls

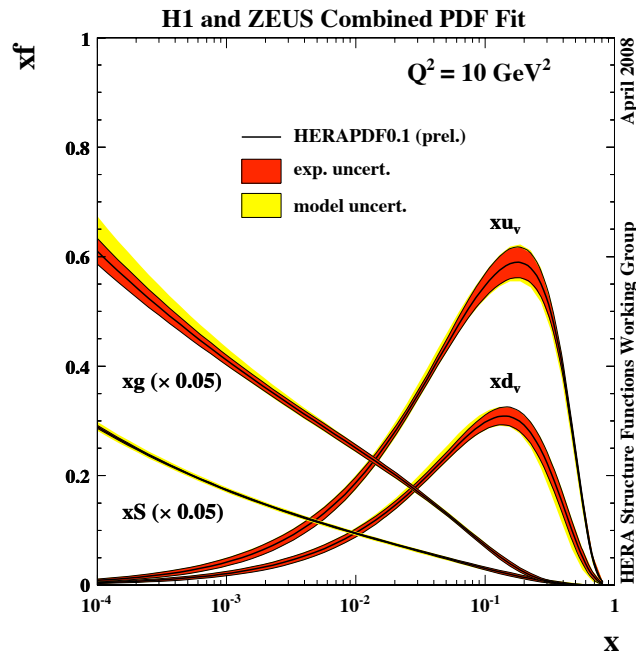
p van het proton terugvinden. Loopt deze enkel over de geladen partonen dan is dit niet het geval omdat we dan geen rekening houden met de gluonen die ook deel uitmaken van het proton maar geen elektrische lading dragen. Wanneer men dan uit experimentele data de bijdragen berekent van de u, \bar{u} quarks en de d, \bar{d} quarks vindt men voor de u, \bar{u} quarks een impulsbijdrage van $\epsilon_u = 0.36$ en voor de d, \bar{d} quarks heeft men $\epsilon_d = 0.18$. Dit wil zeggen dat de impulsbijdrage van de gluonen bijna 50% bedraagt! [12]

2.1.3 Experimentele resultaten

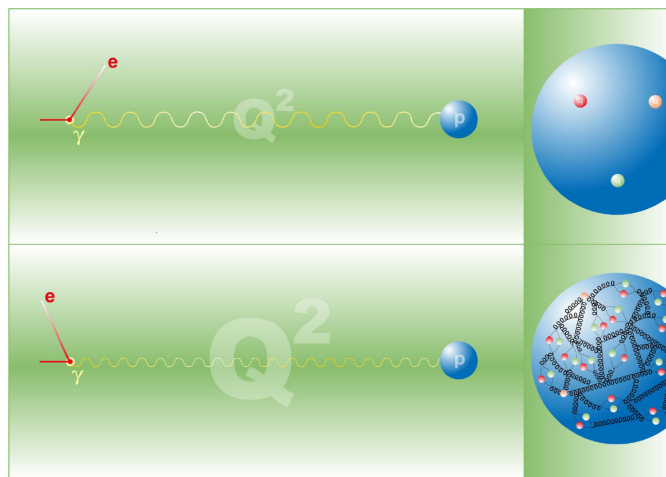
Nu we een theorie hebben die de structuurfuncties en de parton distributie functies beschrijft is het nodig om na te gaan of deze goed overeenkomt met de beschikbare experimentele data. Als eerste kunnen we kijken naar de PDF's. In de vorige sectie hebben we gezien dat bij lage x waarden de zee quark distributie functies de valentie quark distributies domineren. Kijkend naar figuur 2.7 zien we dat dit inderdaad zo is. Deze figuur toont de resultaten van metingen uitgevoerd met de H1 en ZEUS detectoren aan de HERA versneller bij een $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ waarde. De grafiek toont de PDF's in een gebied van $x = 1$ tot $x = 10^{-4}$. We zien duidelijk dat de $u_v(x)$ en $d_v(x)$ distributie functies domineren bij hoge x waarden en de zee quark PDF $S(x)$ belangrijk wordt bij lage x waarden. De dominante bijdrage in het lage x gebied komt echter van de gluonen ($g(x)$). Deze bijdrage stijgt veel sneller dan die van de zee quarks en de verklaring hiervoor zullen we verder zien.

Verder kunnen we kijken naar het gedrag van de structuurfunctie $F_2(x)$. Deze bleek te voldoen aan de Bjorken schaling (onafhankelijk van Q^2) en dit was door een experiment aan de Stanford Linear Accelerator bevestigd voor één bepaalde waarde van x (zie figuur 2.4). Kijken we echter naar meer recente metingen uitgevoerd door oa. de H1 en ZEUS experimenten bij HERA zien we dat dit niet meer geldt! In figuur 2.9 zien we de gereduceerde werkzame doorsnede $\sigma_r(x, Q^2)$ en dus de structuurfunctie F_2 in functie van Q^2 gemeten bij verschillende x waarden. Het is duidelijk dat bij lage x waarden (en bij hoge) de structuurfunctie niet meer onafhankelijk is van Q^2 . Zo zal ze bij lage x waarden stijgen met Q^2 ! De metingen in figuur 2.4 besloegen slechts een klein deel van het kinematische gebied bij $x \approx 0.25$ waar de structuurfunctie juist wel quasi onafhankelijk⁸ is van Q^2 . Het resultaat is dus dat de structuurfunctie niet alleen stijgt indien $x \rightarrow 0$ gaat maar dat ze ook stijgt met Q^2 . We zeggen dan dat de Bjorken schaling gebroken is en naarmate de 4-impulsoverdracht Q^2 stijgt, we meer en meer partonen in het proton zien! Dit effect is grafisch voorgesteld in figuur 2.8 en is een gevolg van de kwantum-chromodynamica.

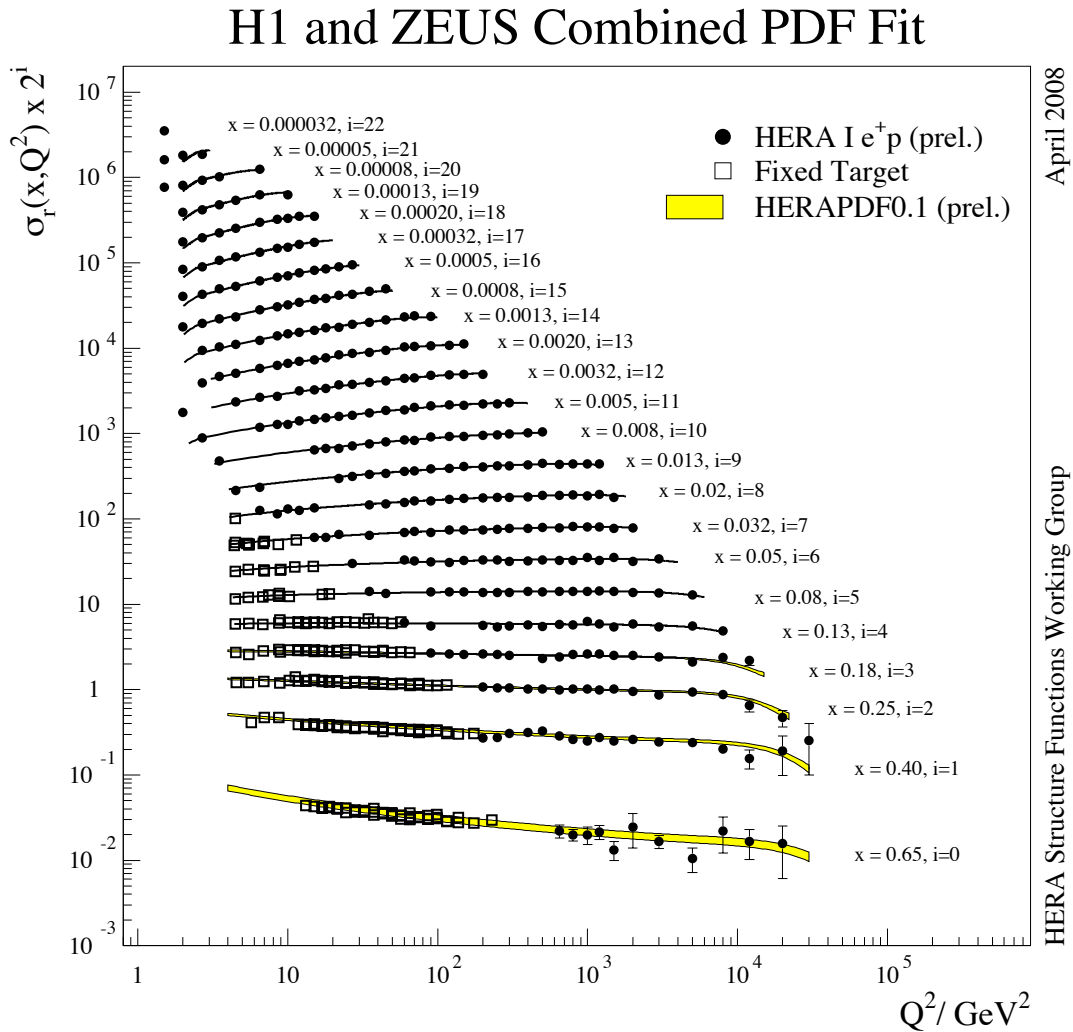
⁸Hou er echter rekening mee dat de schaalverdeling in figuur 2.9 logaritmisches is.



Figuur 2.7: Resultaten van metingen gedaan door de H1 en ZEUS experimenten bij HERA voor de parton distributie functies van het proton uitgevoerd bij $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ en in een gebied $10^{-4} < x < 1$. [21]



Figuur 2.8: Grafische voorstelling van het effect van de Q^2 afhankelijkheid. Als de 4-impulsoverdracht Q^2 stijgt zien we meer en meer partonen verschijnen.



Figuur 2.9: Evolutie van de gereduceerde werkzame doorsnede $\sigma_r(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2) \pm xF_3(x, Q^2)$ [16], en dus van de proton structuurfunctie $F_2(x, Q^2)$, in functie van Q^2 gemeten bij verschillende x waarden. De data is een combinatie van metingen uitgevoerd door H1 en ZEUS. [21]

2.2 Quark-gluon interacties

Bij de bespreking van de structuurfuncties hebben we duidelijk iets over het hoofd gezien. We hebben namelijk verondersteld dat de quarks in het proton vrije niet-interagerende deeltjes zijn. Deze veronderstelling is uiteraard fout, zo kunnen de quarks met gluonen interageren en die bijdrage hebben we volledig genegeerd in het parton model. We moeten dus het parton model verbeteren en de quark-gluon interacties in rekening brengen wat kan door gebruik te maken van de kwantum-chromodynamica(QCD). Deze niet-abelse SU(3) ijktheorie beschrijft de interacties tussen quarks en gluonen door het invoeren van kleurladingen, nodig om de ijktheorie te behouden. Deze kleurladingen kunnen 3 waarden aannemen: R(ood), G(roen) en B(lauw). Zo zal elke quark een specifieke kleurlading hebben en kunnen kleurladingen overgedragen worden door gluonen, de dragers van de sterke wisselwerking in de QCD. Het interessante aan gluonen is dat ze zelf een kleurlading hebben en dus op zich met andere gluonen kunnen interageren⁹. In totaal zijn er 8 gluonen mogelijk die elk een kleurcombinatie hebben van een kleur en een anti-kleur (bv. $R\bar{B}$). Hadronen zijn combinaties van quarks en gluonen en moeten kleurneutraal zijn. Baryonen zijn opgebouwd uit 3 valentie quarks en moeten dus een RGB combinatie hebben, terwijl mesonen 2 valentie quarks bevatten en een kleur-anti-kleur combinatie moeten hebben¹⁰. Verder is de QCD een renormaliseerbare theorie en is de koppingsconstante α_s dus ook afhankelijk van de energie Q^2 [12]:

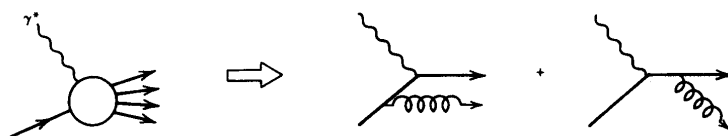
$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.31)$$

De parameter μ is de renormalisatie schaal en n_f is het aantal soorten quarks. We zien dat de koppingsconstante kleiner wordt naarmate de energie verhoogt waardoor we bij voldoende hoge energieën de QCD als een perturbatieve theorie kunnen beschouwen. We zeggen dat de theorie *asymptotisch vrij* is: bij hoge energieën is de koppeling klein en kunnen quarks en gluonen individueel voorkomen. Bij een lage energie wordt de koppingsconstante echter zeer groot en zal er *hadronisatie* optreden: de quarks en gluonen gaan aan elkaar koppelen en vormen een kleurneutraal hadron. [9][12]

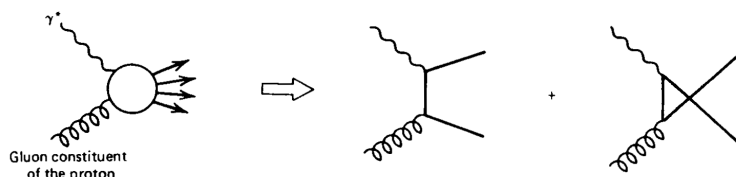
Een eerste quark-gluon interactie die kan bijdragen tot een $ep \rightarrow eX$ proces is het uitstralen van een gluon door een quark. Dit gluon kan voor of na de interactie met het virtuele foton uitgezonden worden. De bijdragen van dit $\gamma^*q \rightarrow qg$ proces worden getoond in figuur 2.10. Een tweede bijdrage is dat een gluon in het proton een $q\bar{q}$ paar kan creëren waarna het virtuele foton met één van deze quarks gaat interageren. De zogenaamde $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$ processen worden getoond in figuur 2.11. De contributie in het parton model tot de werkzame doorsnede had enkel 1 interactie van het virtuele foton met een parton en deze contributie werd de α -orde of $O(\alpha)$ contributie genoemd. Als

⁹Naast qqg vertices zijn er dan ook ggg vertices mogelijk in de QCD.

¹⁰Hieruit volgt dan ook dat mesonen opgebouwd zijn uit een quark en anti-quark.



Figuur 2.10: $\gamma^*q \rightarrow qg$ bijdragen tot het $ep \rightarrow eX$ proces. [12]



Figuur 2.11: $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$ bijdragen tot het $ep \rightarrow eX$ proces. [12]

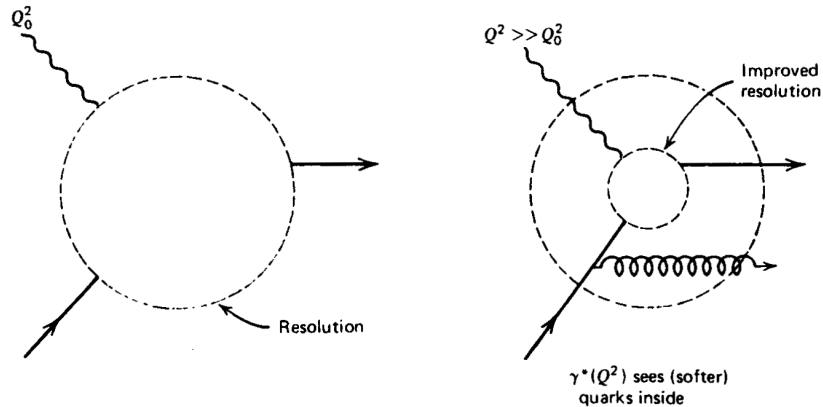
we de net geïntroduceerde processen toevoegen zullen er 2 interacties plaatsvinden. Zo zal bijvoorbeeld in figuur 2.10 een quark eerst een gluon afstralen en dan interageren met het virtuele foton. De eerste interactie is een sterke en wordt dus beschreven met de koppelingsconstante α_s terwijl de γ^*q interactie beschreven wordt met de elektromagnetische koppelingsconstante α . De processen in figuren 2.10 en 2.11 noemt men dan ook $O(\alpha\alpha_s)$ bijdragen tot de werkzame doorsnede van diep inelastische verstrooiingen. [12]

Het toevoegen van deze nieuwe processen heeft 2 directe gevolgen [12]:

- De structuurfuncties zullen niet meer aan de Bjorken schaling voldoen en stijgen met Q^2 bij lage x waarden.
- De uitgaande quarks zullen niet langer co-lineair zijn met het virtuele foton.

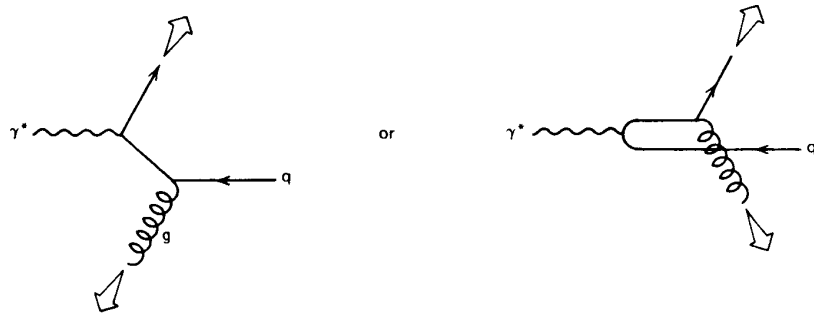
Dat de structuurfuncties niet meer onafhankelijk zullen zijn van de 4-impulsoverdracht Q^2 en zullen stijgen met Q^2 bij lage x hebben we reeds in experimentele data gezien en kunnen we als volgt begrijpen aan de hand van figuur 2.12. Wanneer men de quark-gluon interacties toevoegt aan het proces zullen deze extra gluonen of quarks produceren. Als men nu dieper binnendringt in het proton (alsmaar grotere Q^2) ziet men meer details en kan men ook beter alle interacties onderscheiden wat resulteert in een grotere aanwezigheid van quarks en gluonen. Deze extra partonen noemt men *zachte* deeltjes die slechts een kleine fractie x van het proton kunnen dragen¹¹. De kans om een quark te vinden met een lage x waarde wordt dus veel groter dan het vinden van quarks met een grote impulsfractie x . [12]

¹¹Hoe meer partonen men ziet, hoe kleiner hun impulsfractie x aangezien de som van alle partonimpulsen nog steeds de protonimpuls moet geven.



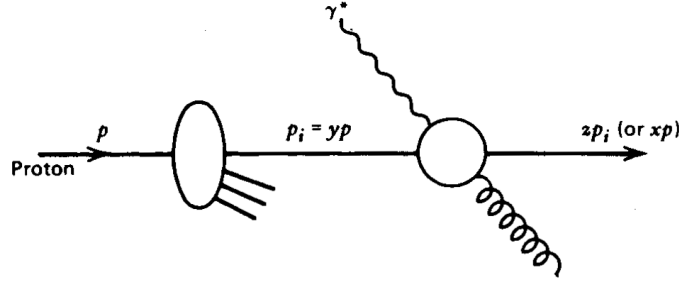
Figuur 2.12: Proton structuur bij lage(links) en hoge(rechts) resoluties. [12]

Het tweede gevolg is grafisch voorgesteld in figuur 2.13. In het parton model werden de uitgaande hadronen of jets steeds in de richting van het virtuele foton geproduceerd. Wanneer men echter het uitstralen van gluonen in rekening brengt, kan de quark hierdoor een terugslag ondergaan en van zijn initiële baan afwijken. Het gevolg is dat er 2 jets geproduceerd kunnen worden met een transversale impuls $p_T \neq 0$.



Figuur 2.13: Jet productie(aangeduid door de witte pijlen) met $p_T \neq 0$ door gluon straling. [12]

Gebruikmakend van de QCD kunnen we deze effecten ook kwantitatief behandelen en de evolutie van de protonstructuur in kaart brengen. Dit doen we door eerst nieuwe notaties in te voeren voor de impulsfracties aan de hand van figuur 2.14. In het parton model was x de fractie van de protonimpuls dat een parton kon dragen. Nu dit parton op zich ook een gluon kan uitstralen zullen we de fractionele impuls van het parton voor de gluon emissie definiëren als $p_i = yp$. Na het uitstralen van dit gluon heeft het parton dan nog een fractie zp_i van de initiële parton impuls. Hieruit volgt dan dat $x = yz$. Met deze nieuwe notaties kunnen we dan uitdrukking (2.24) van de structuurfunctie F_2 in



Figuur 2.14: Definitie van de impulsfracties wanneer een $\gamma^*q \rightarrow qg$ proces wordt toegevoegd. [12]

het parton model herschrijven naar [12]:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_i e_i^2 f_i(x) = \sum_i e_i^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} f_i(y) \delta\left(1 - \frac{x}{y}\right) \quad (2.32)$$

Als we nu de $\gamma^*q \rightarrow qg$ processen toevoegen bij het parton model krijgen we een extra bijdrage in de werkzame doorsnede [12]:

$$\sigma(\gamma^*q \rightarrow qg) \sim \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \quad (2.33)$$

Hier is μ een onderlimiet die we ingevoerd hebben om de divergentie bij $p_T \rightarrow 0$ te vermijden. $P_{qq}(z)$ stelt de probabilmiteit voor dat een quark een gluon kan uitstralen en zo een fractie z van zijn impuls verliest. Deze distributies worden meestal de *split functies* genoemd [11] en $P_{qq}(z)$ heeft volgende uitdrukking [12]:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (2.34)$$

Het toevoegen van deze bijdrage zorgt er ook voor dat we de structuurfuncties moeten uitbreiden en uitdrukking (2.32) krijgt een extra term [12]:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \left(\delta\left(1 - \frac{x}{y}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \quad (2.35)$$

De som loopt enkel over het aantal quarks en $q(y) \equiv f_q(y)$ stelt dan ook de quark distributie functie voor. We zien dat de structuurfunctie F_2 naast de leidende $O(\alpha)$ bijdrage nu ook een $O(\alpha\alpha_s)$ bijdrage heeft afkomstig van de $\gamma^*q \rightarrow qg$ interacties. De aanwezigheid van de $\log(Q^2)$ factor bewijst dat de structuurfunctie inderdaad niet meer voldoet aan de Bjorken schaling en afhankelijk is van Q^2 . Gebruikmakend van deze quark distributie functies kunnen we dan de *Altarelli-Parisi evolutievergelijking* opstellen (zie [12]):

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (2.36)$$

Deze vergelijking beschrijft de evolutie van de quark structuurfunctie met Q^2 en drukt uit dat een quark met een impulsfractie x afkomstig *kan* zijn van een quark met een grotere impulsfractie y door het uitstralen van een gluon. In deze eerste evolutievergelijking hebben we echter nog steeds niet alle processen ingevoerd. Houden we ook rekening met gluon paar productie (figuur 2.11) krijgen we een tweede extra term in de F_2 structuurfunctie [12]:

$$\begin{aligned} \frac{F_2(x, Q^2)}{x} &= \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \left(\delta \left(1 - \frac{x}{y} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \\ &+ \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Waarbij $g(y)$ de gluon dichtheid voorstelt en $P_{qg}(z)$ de probabilliteit is dat een gluon een $q\bar{q}$ paar produceert waarbij de quark een impulsfractie z heeft van het gluon. $P_{qg}(z)$ wordt gegeven door [12]:

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \quad (2.38)$$

Wanneer we nu ook nog rekening houden met processen waarbij een gluon een gluon paar kan produceren (in een ggg vertex) en een gluon in principe ook een quark kan uitstralen bekomen we een set van 2 vergelijkingen die de evolutie van de quark structuur $q(x, Q^2)$ en de gluon structuur $g(x, Q^2)$ beschrijven [12]:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(q_i(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right) \quad (2.39)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right) \quad (2.40)$$

waarbij de som loopt over alle quark soorten. Aan de hand van deze *evolutievergelijkingen* kunnen we dus de quark en gluon dichtheid van een proton afleiden bij verschillende Q^2 en x waarden mits de kennis van de split functies en de dichtheid bij een bepaalde startwaarde Q_0^2 . De $P_{gq}(z)$ en $P_{gg}(z)$ functies tenslotte hebben volgende uitdrukking [11][12]:

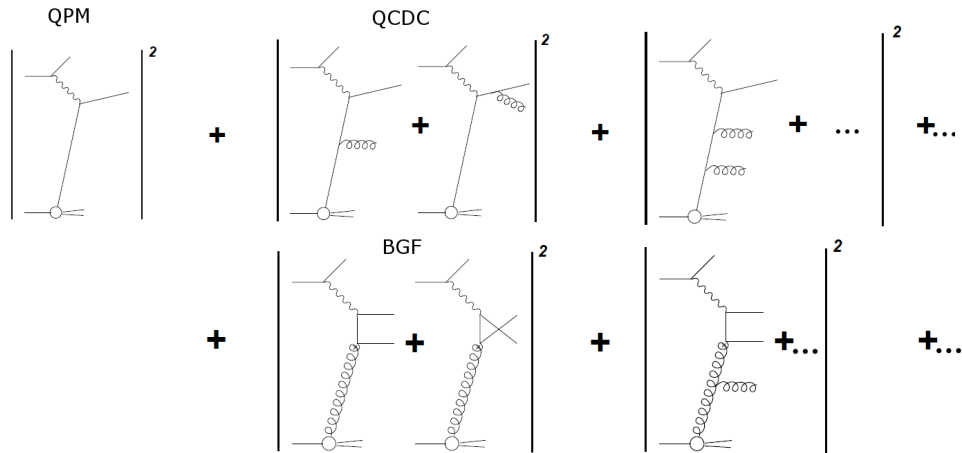
$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1 + (1-z)^2}{z} \right) \quad (2.41)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right) \quad (2.42)$$

2.3 Evolutievergelijkingen

2.3.1 Parton showers

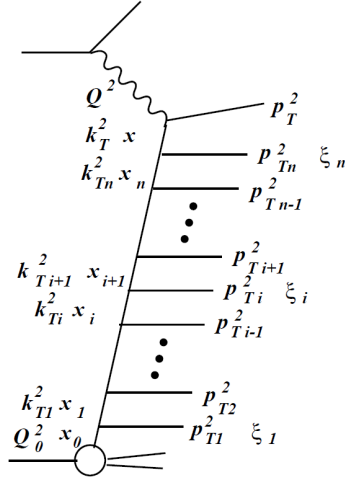
Ondanks we nu een verklaring gevonden hebben voor de breking van de Bjorken schaling en vergelijkingen gevonden hebben die de quark en gluon inhoud van een proton kunnen



Figuur 2.15: Schematische voorstelling van de hogere orden uitbreiding van het parton model(QPM). [15]

beschrijven bij verschillende Q^2 en x waarden is het nog steeds naïef te veronderstellen dat het verhaal hiermee afgerond is. We hebben nieuwe interacties geïntroduceerd die het parton model uitbreiden en die leiden tot de Q^2 afhankelijkheid. Deze waren de $\gamma^* q \rightarrow qg$ en $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ processen. Het eerste proces stelt het uitstralen van een gluon door een quark voor en noemen we een *QCD-Compton proces(QCDC)*. Het tweede proces is de paarproductie van $q\bar{q}$ deeltjes door een gluon en noemt men *Boson-Gluon Fusion(BGF)* [6][10][15].

Er is echter niets dat ons zegt dat deze processen slechts één keer mogen voorkomen. Zo is het perfect mogelijk dat een quark 2 gluonen kan uitstralen of dat een quark in een $q\bar{q}$ paar, afkomstig van een gluon, op zich weer een gluon kan uitstralen dat een $q\bar{q}$ paar creëert. Naast de $O(\alpha_s)$ QCDC en BGF processen die we hiervoor ingevoerd hebben, moeten we dus ook nog rekening houden met bijkomende hogere orde processen. Een quark dat 2 gluonen uitstraalt vooraleer het interageert met het virtuele foton zal zo zorgen voor $O(\alpha_s^2)$ bijdragen. De uiteindelijke uitbreiding van het originele parton model dat enkel de interactie van het virtuele foton met een parton behandelde is schematisch voorgesteld in figuur 2.15. Zo zien we dat we naast het toevoegen van de $O(\alpha_s)$ QCDC processen ook nog moeten sommeren over alle mogelijke $O(\alpha_s^2)$ processen waarna we de $O(\alpha_s^3)$ processen moeten toevoegen enz. Hetzelfde geldt voor de BGF processen. Uiteindelijk krijgen we dus een reeksontwikkeling in $O(\alpha_s^n)$ waar $n \rightarrow \infty$ zou moeten gaan willen we de exacte werkzame doorsnedes kunnen bepalen. Het ontstaan van de reeksontwikkeling zien we ook in de structuurfuncties. Kijkend naar uitdrukking (2.37) voor de F_2 structuurfunctie zien we dat er enkel $\log \frac{Q^2}{\mu^2}$ termen aanwezig zijn afkomstig van de $O(\alpha_s)$ QCDC en BGF processen. Voegen we de hogere orde processen toe zal er uiteindelijk een reeks in $\left(\log \frac{Q^2}{\mu^2}\right)^n$ ontstaan. [6][15]



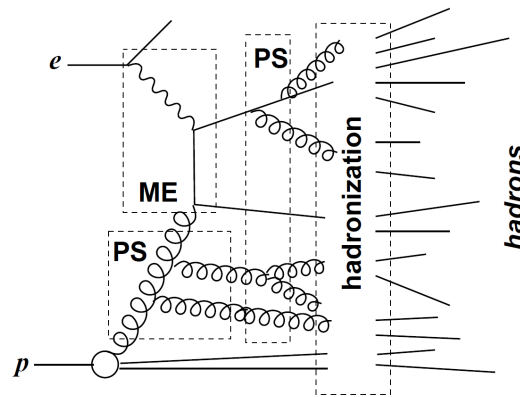
Figuur 2.16: Grafische voorstelling van een parton shower ladder diagram. [15]

Door het toevoegen van de hogere orde bijdragen is het niet meer mogelijk de werkzame doorsnede exact uit te rekenen en zal men de berekening moeten splitsen in 2 delen. Men zal tot op een bepaalde orde het matrix element van de werkzame doorsnede exact berekenen en de hogere orden zal men benaderen door het gebruiken van *parton showers*. Exacte matrix element berekeningen kunnen gaan tot $O(\alpha_s)$, $O(\alpha_s^2)$ of $O(\alpha_s^3)$ wat men respectievelijk *Leading Order(LO)*, *Next-to-Leading Order(NLO)* en *Next-to-Next-to-Leading Order(NNLO)* berekeningen noemt. [15]

Hogere orden moet men benaderen met de zogenaamde parton showers. Dit concept kan men begrijpen aan de hand van figuur 2.16. Omdat een parton afkomstig van een proton in principe meerdere gluonen kan uitstralen¹² krijgen we een soort van ladder diagram waarin een trede telkens een uitgaand parton voorstelt. Al deze partonen die uitgezonden worden wanneer het parton van het proton naar de γ^*q interactie gaat creëren dan een lawine van partonen: een parton shower. De transversale impulsen van de uitgezonden partonen noteren we als p_{Ti} en deze van de uitzendende partonen als k_{Ti} . De longitudinale componenten zijn respectievelijk ξ_i en x_i . Behoud van energie en impuls zegt dan dat $x_i = x_{i+1} + \xi_i$. [15]

Het gedrag van deze parton showers wordt nu beschreven door de evolutievergelijkingen gezien deze de verandering van de quark- en gluondichtheid beschrijven in functie van x en Q^2 . Een parton dat dus in figuur 2.16 start met een bepaalde Q_0^2 en x_0 waarde zal een bepaald ladderdiagram produceren naargelang de gebruikte evolutievergelijkingen. De evolutievergelijkingen gegeven in (2.39) en (2.40) zijn slechts één mogelijke manier om de

¹²Wat dus leidt tot de hogere orde bijdragen.



Figuur 2.17: Overzicht van de verschillende interactiegebieden in een ep verstrooiing en de methoden waarmee deze behandeld worden. Na het berekenen van het matrix element (ME) en de parton showers (PS) moet men nog de hadronisatie in rekening brengen en krijgt men uiteindelijk een aantal hadronen als resultaat van de interactie. [15]

evolutie te beschrijven en andere benaderingen worden ook gebruikt. Naargelang welke evolutievergelijkingen men gebruikt zullen er dus verschillende parton showers resulteren en worden er verschillende sets van diagrammen bij de werkzame doorsnede gesommeerd.

In figuur 2.17 zien we als samenvatting een overzicht van de verschillende interactiegebieden in een ep verstrooiing en wordt voor elk gebied getoond hoe dit behandeld wordt. Als laatste is het belangrijk op te merken dat de aanwezigheid van zo'n parton shower kan leiden tot de productie van jets na de hadronisatie. Het analyseren van deze jets in de detectoren is dan ook het middel bij uitstek om te onderzoeken welke evolutievergelijkingen de parton showers bepalen en te om valideren of de matrix element berekeningen correct zijn. [6][15]

2.3.2 De DGLAP en BFKL benaderingen

De DGLAP¹³ evolutievergelijkingen sommeren alle diagrammen waarin de transversale impulsen k_{T_i} sterk geordend zijn: $Q_0^2 \ll k_{T_i}^2 \ll k_{T_{i+1}}^2 \ll Q^2$. Door deze ordening in de impulsen is het mogelijk de integraal van alle bijdragen in het ladderdiagram uit te rekenen en krijgen we een uitdrukking van de vorm $\propto (\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$ [15]. Deze uitdrukkingen zijn we al eens tegengekomen¹⁴ tijdens het afleiden van (2.39) en (2.40) en dit zijn inderdaad de DGLAP evolutievergelijkingen. Deze benadering noemt men ook wel eens een *Leading Log* (LL) benadering omdat de koppingsconstante α_s en de logaritmische factor dezelfde macht hebben. De DGLAP evolutievergelijkingen zijn geldig bij grote

¹³Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi. [15]

¹⁴In de veronderstelling dat we de renormalisatie schaal $\mu = Q_0$ gekozen hebben.

Q^2 waarden maar de x waarde mag niet te klein zijn aangezien

$$\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ll \alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} < 1 \quad (2.43)$$

voldaan moet zijn [15]. Een speciale benadering waarin men de DGLAP vergelijkingen analytisch kan oplossen noemt men de *Double Leading Log(DLL)* benadering. Hierin ordent men niet alleen de k_T impulsen maar ook de x waarden: $x \ll x_{i+1} \ll x_i \ll x_0$. Als men de bijdragen dan integreert krijgt men termen $\propto \left(\alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ln \frac{1}{x}\right)^n$ die gesommeerd moeten worden. De benadering is geldig als de DLL termen groter zijn dan de $\ln Q^2$ en $\ln(1/x)$ termen apart [15] en dit is het geval bij grote Q^2 en kleine x waarden. Gebruikmakend van deze benaderingen voorspelt men een snelle stijging van de gluondichtheid bij lage x . Zo zal $xg(x, Q^2)$ sneller stijgen dan $\left(\ln \frac{1}{x}\right)^\lambda$ maar trager dan $\left(\frac{1}{x}\right)^{\lambda'}$ met $\lambda, \lambda' > 0$. [15]

Wanneer x klein is maar Q^2 niet groot genoeg is om aan voorgaande benaderingen te voldoen, gelden de DGLAP evolutievergelijkingen niet meer en moeten we overschakelen naar de BFKL¹⁵ vergelijkingen. Deze methode sommeert de diagrammen die sterk geordend zijn in x ($x \ll x_{i+1} \ll x_i \ll x_0$) en hierdoor is er geen ordening in k_T . De termen die gesommeerd moeten worden zijn $\propto \left(\alpha_s \ln \frac{1}{x}\right)^n$ wat ook weer een LL benadering is. Deze is geldig zolang

$$\alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} < 1 \quad (2.44)$$

voldaan is [15]. De BFKL evolutievergelijkingen beschrijven de evolutie dus in x en hebben de volgende vorm [15]:

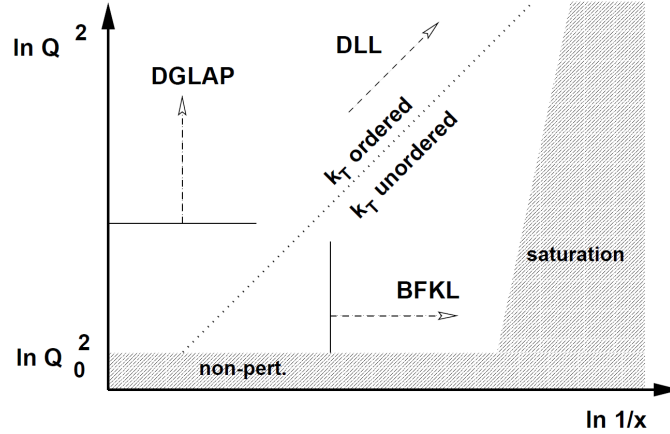
$$\frac{\partial f(x, k_T^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_s k_T^2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \left(\frac{f(x, k_T'^2) - f(x, k_T^2)}{|k_T'^2 - k_T^2|} + \frac{f(x, k_T^2)}{\sqrt{4k_T'^4 + k_T^4}} \right) \quad (2.45)$$

waarbij $f(x, k_T^2)$ de niet-geïntegreerde gluondichtheid is die we kunnen gebruiken om de conventionele gluondichtheid $g(x, Q^2)$ te berekenen [15]:

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} f(x, k_T^2) \quad (2.46)$$

Wanneer men de BFKL vergelijking oplost ziet men dat de gluondichtheid $xg(x, Q^2)$ stijgt als $x^{-\lambda}$ wat sneller is dan de DLL benadering. Een probleem dat men kan tegenkomen tijdens een BFKL evolutie is dat aangezien er geen ordening is in k_T het kan voorvallen dat $k_T < Q_0$ en daardoor de perturbatie theorie niet meer geldig is. Hierdoor

¹⁵Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov. [15]



Figuur 2.18: Schematische voorstelling van de kinematische gebieden waarin de verschillende evolutievergelijkingen geldig zijn. [15]

is het nodig om een onderlimiet k_{T0} in te voeren voor de integratie. [15]

In figuur 2.18 zien we nu een overzicht van het kinematisch gebied en is er aangeduid waar welke benaderingen geldig zullen zijn. Indien we een partondichtheid $p(x, Q_0^2)$ kennen bij een bepaalde startwaarde Q_0^2 kunnen we deze met de DGLAP evolutievergelijkingen berekenen voor elke waarde Q^2 in een gebied $x_0 < x < 1$. Voor x waarden kleiner dan x_0 zal deze benadering niet meer geldig zijn en moeten we overschakelen op BFKL. BFKL laat ons dan toe om een gekende partondichtheid $p(x_0, k_T^2)$ bij de waarde x_0 te evolueren naar eender welke waarde van x (ook $x < x_0$) voor een gebied $0 < k_T^2 < \infty$. We moeten er wel voor zorgen dat $Q^2 > Q_0^2$ zodat we het niet-perturbatieve gebied vermijden. [15]

2.4 Van HERA naar LHC

Figuur 2.18 geeft ons een goed idee waar de verschillende evolutievergelijkingen geldig zijn maar de grenzen worden niet eenduidig door de theorie bepaald en het controleren van de evolutievergelijkingen en structuurfuncties bij verschillende Q^2 en x waarden moet dan ook gebeuren aan de hand van experimenten. De H1 en ZEUS detectoren bij HERA hebben enkele jaren intensieve metingen gedaan om de structuurfuncties te bepalen en af te leiden welke evolutievergelijkingen de data het best beschrijven. Bij HERA heeft men zo het kinematische gebied van $1\text{GeV}^2 < Q^2 < 10^4\text{GeV}^2$ en $10^{-5} < x < 1$ in kaart kunnen brengen (te zien in figuur 2.19). De structuurfuncties worden in dit gebied goed beschreven¹⁶ door de DGLAP vergelijkingen maar bij lage x waarden neemt de efficiëntie af en lijkt het dat BFKL het overneemt en de jet productie beter beschrijft. [6][16]

¹⁶De NLO perturbatieve QCD berekeningen blijken goed te werken. [16]

Een andere vraag die we ons moeten stellen na het bekijken van figuur 2.7 is of de gluon en zee quarks distributies zullen blijven stijgen bij kleinere x . Wanneer deze blijven stijgen zal het proton uiteindelijk *vol* zijn¹⁷ en men verwacht dat er dan saturatie optreedt in de partondichtheden om het schenden van de unitariteitsconditie¹⁸ te voorkomen. Doordat de partonen zo dicht op elkaar zitten zullen er niet-lineaire fusie of recombinaatie processen ontstaan die de parton vertakkingen in evenwicht brengen. Door deze niet-lineaire effecten verwacht men dat de huidige benaderingen, die gebruik maken van perturbatieve QCD, niet meer geldig zijn bij lage Q^2 en x waarden (zie ook figuur 2.18) en nieuwe niet-lineaire evolutievergelijkingen nodig zijn om de partondichtheden te beschrijven. [6][16]

De onvoldoende kennis van de evolutievergelijkingen en de saturatie verwachtingen vooral bij lage x waarden maken het noodzakelijk om de reeds uitgevoerde metingen in het kinematische (x, Q^2) vlak uit te breiden met nieuwe metingen aan de LHC. Met deze nieuwe versneller is het mogelijk de analyses uit te breiden tot $Q^2 < 10^8 GeV^2$ en $x > 10^{-6}$ wat getoond wordt in figuur 2.19 (het blauwe gebied). Met volgende formule [6]:

$$x = \frac{Q}{\sqrt{s}} e^{-\eta} \quad (2.47)$$

is het mogelijk om een verband te leggen tussen deze impulsfractie x en de pseudorapidity η . Gebruiken we een $Q^2 = 100 GeV^2$ en een massamiddelpuntsenergie $\sqrt{s} = 14 TeV$ blijkt het dat een $x = 10^{-6}$ waarde ongeveer overeenkomt met een pseudorapidity $\eta = 6$ en de studie van jets in de Castor detector dus ideaal is om de QCD evolutie in dit gebied te onderzoeken. [6][16]

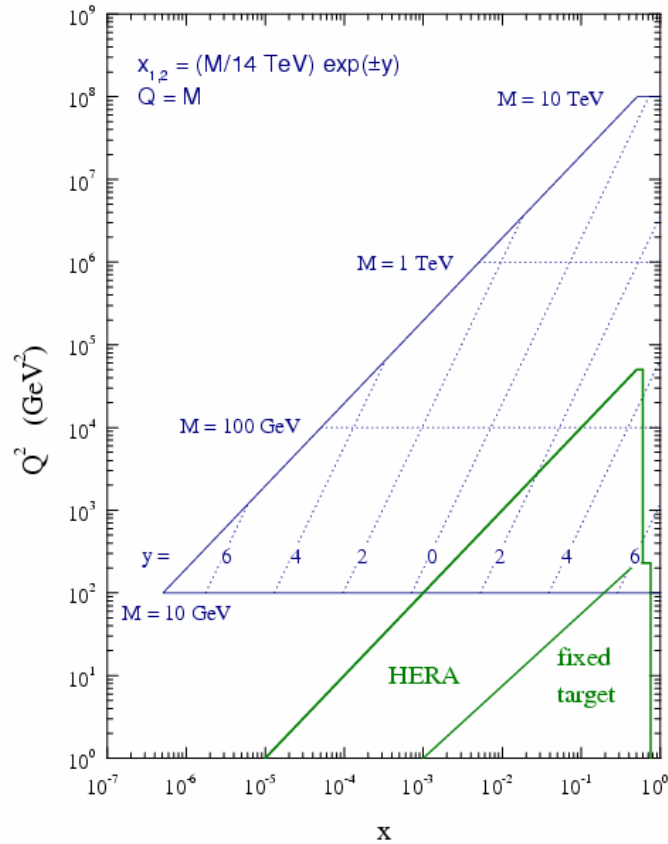
Als laatste is het nodig om te bespreken wat er juist gebeurt bij de proton-proton botsingen in de LHC. De aandachtige lezer zal reeds lang opgemerkt hebben dat we in dit hoofdstuk steeds ep verstrooiingen gebruikt hebben in plaats van pp verstrooiingen. Inderdaad, de interacties bij de LHC zien er anders uit dan de diep inelastische verstrooiingen bij HERA en we moeten opletten bij het gebruik van de kinematische termen ingevoerd in 2.1. Zo zal de definitie (2.2) van de impulsfractie x niet meer geldig zijn en gebruikt men de definitie van x in het parton model¹⁹. Wanneer 2 protonen nu op elkaar verstrooien zal een parton van het ene proton interageren met een parton van het andere. Deze kunnen nu beide parton showers produceren en hoe langer deze zijn, hoe kleiner de x waarde. Er zijn 2 mogelijkheden naargelang de waarden x_1 en x_2 van de partonen [6][16]:

- $x_1 \approx x_2$: Beide partonen produceren een (lange) parton shower vooraleer ze met

¹⁷Als we protonen, quarks en gluonen beschouwen als deeltjes met constante ruimtelijke afmetingen zal bij een bepaalde waarde x de ruimte in een proton volledig gevuld zijn met partonen.

¹⁸De conditie dat de verstrooiingsmatrix(S-matrix) unitair moet zijn.

¹⁹ x is de fractie van de proton impuls gedragen door een parton.



Figuur 2.19: Voorstelling van het (x, Q^2) kinematisch vlak waarin de HERA(groen) en LHC(blauw) grenzen aangeduid zijn. [6]

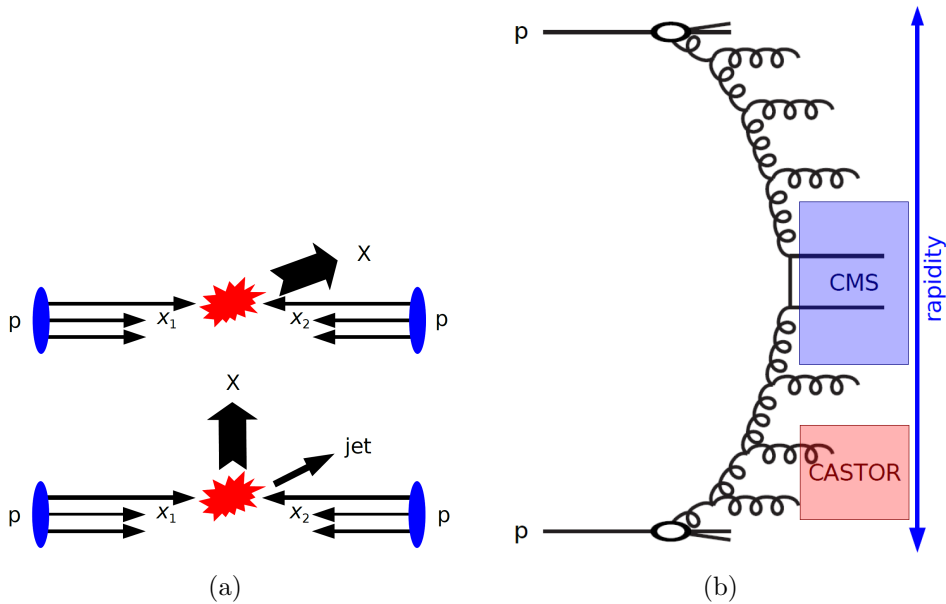
elkaar interageren en reactieproducten(X) produceren in het centrale detectorgebied. Door de aanwezigheid van de parton showers ontstaan er voorwaartse jets die in detectoren zoals HF en Castor terecht komen en toegang geven tot de studie van lage x effecten. Zo zal bijvoorbeeld de BFKL evolutievergelijking, die geen k_T ordening heeft, een groter aantal hoog-energetische jets voorspellen dan DGLAP in deze voorwaartse regio. Een voorstelling van deze gebeurtenis ziet men in figuur 2.20a onder.

- $x_2 \ll x_1$: Het parton met de laagste x waarde zal een lange parton shower produceren en daarna interageren met het parton van het andere proton dat nog steeds een grote x waarde heeft. Hierdoor zal het resultaat(X) van de interactie voorwaarts verstrooid worden en kan het terecht komen in de HF of Castor detectoren. Deze gebeurtenis wordt getoond in figuur 2.20a boven.

Figuur 2.20b vergelijkt het (pseudo)rapidity bereik met de evolutie van de parton showers. De resultaten van de harde interacties zullen meestal in de centrale CMS detectoren te

rechten komen terwijl de voorwaartse jets afkomstig van de QCD evolutie in voorwaartse detectoren zoals Castor belanden. [6][16]

Dat de studie van voorwaartse jets in detectoren zoals Castor bij het CMS experiment aan de LHC versneller ideaal is om de onbeantwoorde vragen omtrent de QCD evolutie voor een deel op te lossen is duidelijk. Het maakt de analyse er echter niet gemakkelijker op. Omdat er ook meerdere partonen kunnen interageren tijdens 1 enkele pp verstrooiing (multi-parton interacties) wat leidt tot correlaties tussen de energieafzettingen in het centrale en voorwaartse deel is het juist interpreteren van de resultaten zeer belangrijk. Een grondige studie van alle voorgenoemde effecten is dan ook noodzakelijk voor bijna *alle* analyses die aan CMS gedaan zullen worden. Wil men immers nieuwe deeltjes ontdekken uit proton-proton botsingen is het onmisbaar om een goede kennis van de evolutie van de protonstructuur te hebben.



Figuur 2.20: (a) Mogelijke parton-parton interacties bij pp verstrooiingen aan de LHC. (b) Vergelijking van het (pseudo)rapidity gebied met mogelijke parton showers afkomstig van pp verstrooiingen. [6]

3 Calorimeters

In dit deel zullen we eerst algemeen het calorimeter principe in de hoge energie fysica behandelen waarbij we de nadruk leggen op Čerenkov gebaseerde detectors om uiteindelijk een gedetailleerde beschrijving van de Castor calorimeter te geven.

3.1 Calorimeters: detectors in de hoge energie fysica

3.1.1 Een kort overzicht

Ondanks de terminologie uit de thermodynamica zijn calorimeters belangrijke detectoren geworden in de hoge energie fysica: men kan er elementaire deeltjes mee detecteren en de eigenschappen ervan bepalen. Deze metingen gebeuren door de absorptie van het deeltje in de materie van de calorimeter. Terwijl het de materie doorkruist ondergaat het interacties met de materiedeeltjes en verliest het energie die voor een deel afgegeven wordt in de vorm van warmte. Deze is echter verwaarloosbaar als men naar de energieschaal kijkt: 1 calorie is namelijk ongeveer gelijk aan 10^7 TeV terwijl de LHC maar maximum tot 14 TeV kan gaan. De overige energie komt vrij als een meetbaar signaal in de vorm van licht (scintillatie, Čerenkov) of ladingen(ionisatie). Merk op dat calorimeters destructieve detectors zijn: op slechts enkele deeltjes na(vb. het muon) worden de te meten inkomende deeltjes bijna volledig geabsorbeerd. Toch zijn calorimeters als maar populairder geworden binnen de deeltjesfysica. Zo hebben ze als voordeel dat naarmate de energie van de deeltjes stijgt, de precisie op deze energiemeting verbetert. Ook in combinatie met een goede tracker (voor de calorimeter) is een efficiënte elektron identificatie mogelijk. Verder zijn ze ook uitermate geschikt voor snelle metingen zoals energy flow, jets en MET¹ die belangrijk zijn voor experimenten aan de LHC. [22]

Calorimeters zijn er in verschillende vormen en maten. Algemeen kan men ze onderverdelen in 2 grote categoriën: de *homogene* en *sampling* calorimeters. De homogene vormen bestaan uit 1 materiaal met een hoge dichtheid dat tegelijkertijd zorgt voor de absorptie van het deeltje en de productie van een signaal. Een voorbeeld is de loodglas detector waarbij het materiaal bestaat uit SiO_2 en PbO . Het is een transparante materie met een dichtheid van ongeveer $5g/cm^3$ dat een Čerenkov signaal genereert. Sampling calorimeters daarentegen hebben passieve en actieve materie. Het passieve deel omvat materialen met een hoge dichtheid (Fe,Cu,Pb,W,...) die zorgen voor de absorptie terwijl

¹Missing E_T (transverse energy)

het actieve deel een materiaal is dat zorgt voor de productie van signalen. Een voor de hand liggend voorbeeld zijn calorimeters met de zogenaamde *sandwich* structuur: hierbij heeft men blokken passieve materie met dunne actieve lagen ertussen in het vlak loodrecht op de bewegingsrichting van het inkomende deeltje. Dit hoeft echter niet altijd waar te zijn, zo bestaan er ook nog andere geometrieën zoals de *lasagna* en *bayan* structuren. Bij de sampling calorimeters is de absorptie in de actieve materialen bijna verwaarloosbaar wat onder andere tot gevolg heeft dat in vergelijking met homogene detectoren de energie resolutie voor elektronen en fotonen slechter is, ze zijn echter veel goedkoper waardoor het gemakkelijker is om grotere detectoren te ontwikkelen die hogere energieën aankunnen. Welke structuur het best gebruikt wordt hangt af van het experiment zelf. [22]

Zoals reeds in het begin vermeld is het fundamentele calorimeter principe nog steeds hetzelfde als dat in de thermodynamica, met het verschil we de warmte niet kunnen detecteren. Gelukkig kan men de gedeponeerde energie meten via andere reeds vermelde detectie mechanismen die signalen produceren: namelijk scintillatie, ionisatie en *Čerenkov* straling. Eerst bespreken we kort scintillatie en ionisatie waarna in het volgende stuk uitgebreid wordt over het *Čerenkov* mechanisme.

Scintillatie komt tot stand wanneer een geladen deeltje dat doorheen de materie gaat energie verliest door middel van elektromagnetische interacties en hierbij atomen of moleculen exciteert. Deze bevinden zich in een onstabiele toestand en vervallen meestal snel terug naar hun grondtoestand. Hierbij komt de excitatie energie vrij in de vorm van 1 of meerdere fotonen. Indien deze fotonen golflengten hebben in het zichtbare gebied, spreekt men van scintillatie of fluorescentie. De tijd waarin dit proces gebeurt hangt af van de excitatie energie en de beschikbare toestanden waarin de atomen of moleculen zich kunnen bevinden. Typische waarden liggen tussen 10^{-12} en 10^{-6} seconden waarbij de complexere moleculen de snelste tijden hebben. De uitgezonden fotonen kunnen dan eventueel via een *wavelength shifter*² naar PMT's³ gaan waar ze omgezet worden in een elektrisch signaal. In de praktijk maakt men meestal gebruik van plastieken optische fibers die dienst doen als scintillator en/of wavelength shifter en het transport naar de PMT's voorzien. De voordelen van scintillatie zijn: een goede resolutie op energie en positie en de hoge lichtproductie. [22]

Ionisatie gebeurt wanneer een geladen deeltje atomen van het materiaal waar het doorheen gaat ioniseert. Hierdoor komen 1 of meer elektronen vrij en blijven er geïoniseerde atomen over. De vrije elektronen gaat men nu scheiden van de ionen en detecteren als het signaal door een potentiaalverschil aan te leggen. Wanneer het materiaal in kwestie vloeibaar is, zal de gemiddelde vrije weglengte van de elektronen veel groter moeten zijn

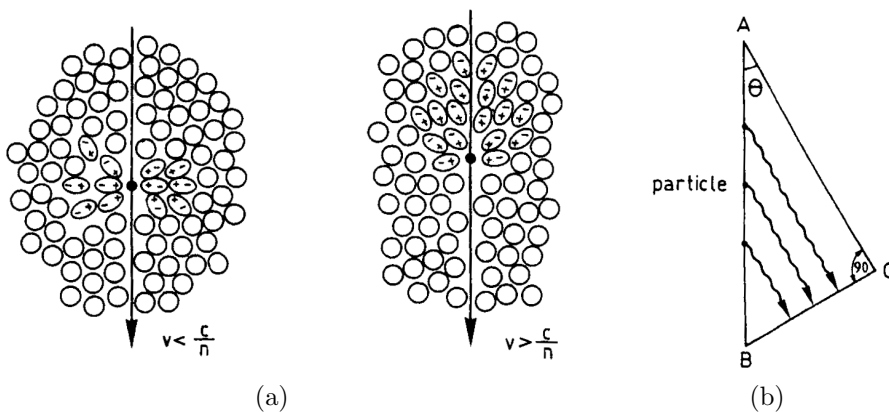
²Deze absorbeert de fotonen eerst en zendt ze daarna uit met een lagere golflengte.

³Photon Multiplier Tube.

dan de afmetingen van het materiaal zelf wil men ze collecteren aan de anode. Daarom worden vooral vloeibare edelgassen gebruikt zoals Argon(LAr) dat bovendien zeer goed bestand is tegen straling. Indien het geïoniseerd materiaal een gas is ontstaat er een lawine van primaire en secundaire elektronen omdat deze door de versnelling in het elektrisch veld op zich weer atomen kunnen ioniseren. Tenslotte kan er ook nog een vast medium gebruikt worden zoals de halfgeleider silicium. De detectie gebeurt hier door de creatie van elektron-holte paren als gevolg van de ionisatie. De tijden waarin deze processen zich afspelen hangen af van de tijden die de ladingen nodig hebben om tot de anode en kathode te komen en deze kunnen sterk uiteen lopen. Zo wordt deze tijdsinformatie in dradenkamers of driftkamers ook gebruikt om posities te bepalen. [22]

3.1.2 Čerenkov straling

Wanneer een geladen deeltje in een medium (met brekingsindex n) een snelheid v heeft groter dan de lichtsnelheid c/n in dat medium, zendt het een elektromagnetische straling uit die we Čerenkov straling noemen. Dit komt omdat het geladen deeltje de atomen langs zijn pad polariseert zodat er elektrische dipolen ontstaan. De verandering van deze dipoolvelden leidt dan tot de Čerenkov straling. Zoals we in figuur 3.1a kunnen zien zijn deze dipolen symmetrisch verdeeld rond het passerend deeltje zolang $v < c/n$ en zal er netto geen elektrisch veld zijn. Echter als $v > c/n$ zal deze symmetrie gebroken worden en ontstaat er een dipoolmoment wat voor de elektromagnetische straling zorgt. [23]



Figuur 3.1: (a) Dipoolvorming door voorbijgaande geladen deeltjes. (b) Goniometrische constructie voor bepaling van de Čerenkov hoek. [23]

De hoek θ_c tussen de baan van het deeltje en de uitgezonden Čerenkov fotonen kan men bepalen door de relaties te gebruiken in figuur 3.1b. Terwijl het deeltje een afstand $AB = t\beta c$ heeft afgelegd, heeft het foton zich bewogen van A naar C: $AC = t(c/n)$.

Hieruit volgt dan dat [23]:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

In principe moet men nog rekening houden met de impulsoverdracht die ervoor zorgt dat het geladen deeltje lichtjes van baan verandert, maar aangezien $\hbar k \ll p$, waarbij $\hbar k$ de impuls van het foton is en p de impuls van het geladen deeltje, is dit een verwaarloosbaar effect en beschrijft vergelijking (3.1) in praktijk het proces voldoende nauwkeurig. Uit deze vergelijking kunnen we ook de grenzen bepalen waarbinnen de straling wordt uitgezonden: men ziet dat $\beta > 1/n$ voldaan moet zijn waarna de hoek groter wordt en zijn maximum bereikt als $\beta = 1$. Čerenkov straling kan dus enkel uitgezonden worden indien $\beta n(\nu) > 1$. Vergelijking (3.1) toont ons ook dat de hoek θ_c afhankelijk is van de snelheid van het deeltje en de brekingsindex van het gebruikte materiaal. Deze relatie wordt voor enkele voorbeelden geplot in figuur 3.2a. Dit heeft als gevolg dat men uit de meting van de hoek direct de snelheid van de deeltjes kan bepalen. Ook de identificatie van deeltjes met dezelfde impuls maar verschillende massa is mogelijk door gebruik te maken van de stralingsgrens. Indien men de brekingsindex van het materiaal juist kiest kan men ervoor zorgen dat het zwaardere deeltje niet aan de stralingsconditie voldoet maar het lichtere wel. [23]

Het aantal Čerenkov fotonen met golflengten tussen λ_1 en λ_2 dat uitgezonden wordt per lengte eenheid wordt gegeven door volgende integraal [23]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.2)$$

z is de elektrische lading van het deeltje en α de fijnstructuur constante. Als we de dispersie negeren en n onafhankelijk van λ veronderstellen kunnen we de uitdrukking vereenvoudigen tot [23]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (3.3)$$

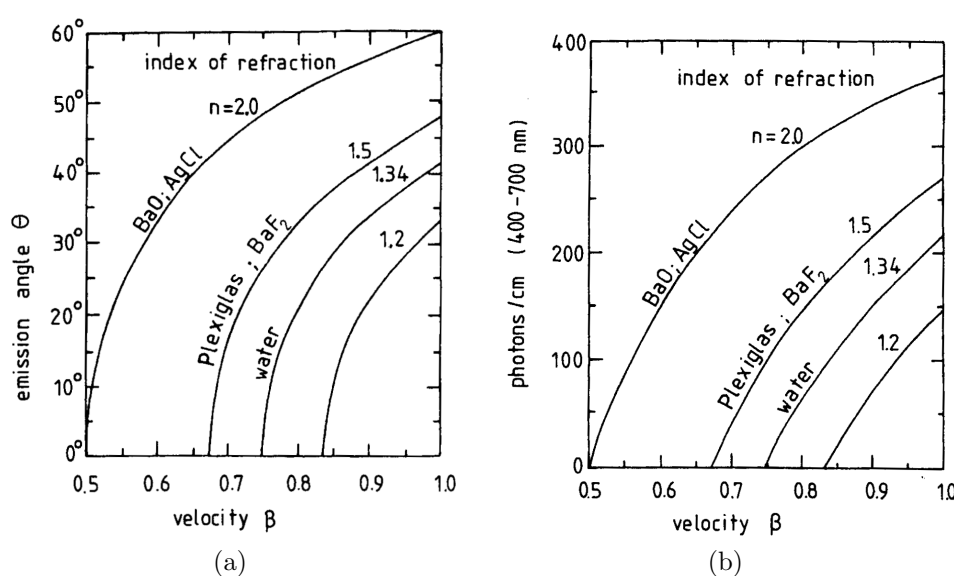
Voor fotonen met golflengten in het zichtbaar gebied en deeltjes met de eenheidslading $z=1$ krijgen we uiteindelijk de volgende vergelijking waar dN/dx het aantal fotonen/cm is [23]:

$$\frac{dN}{dx} = 490 \cdot \sin^2 \theta_c \quad (3.4)$$

Deze vergelijkingen tonen duidelijk aan dat het aantal geproduceerde Čerenkov fotonen afhankelijk is van de hoek θ_c , bijgevolg dus ook van de brekingsindex n van het materiaal en de snelheid van het deeltje. Dit laatste verband zien we in figuur 3.2b.

In principe zijn alle transparante materialen geschikt voor de productie van Čerenkov fotonen. Zo kan men vaste stoffen gebruiken (bv. (plexi)glas $n \approx 1.5$), vloeistoffen (water $n \approx 1.33$) of gassen zoals isobutaan dat een brekingsindex van $n \approx 1.001$ heeft. Het

energieverlies van het deeltje door het uitzenden van de fotonen zelf is zeer klein: zo zal een geladen deeltje in water met een snelheid $\beta \approx 1$ slechts 400 eV per cm verliezen in de vorm van fotonen. Ook wordt er Čerenkov straling uitgezonden in alle scintillators en in de lichtgeleiders die gebruikt worden voor het uitlezen van signalen. De reden waarom dit echter niet opvalt is dat het licht afkomstig van scintillatie 100 keer intenser is dan dat van de Čerenkov fotonen. Dit is dan ook meteen een nadeel van het mechanisme en zorgt voor een slechtere energie resolutie indien het bij calorimeters gebruikt wordt. Het grootste voordeel van Čerenkov straling is dat het een instantaan proces is en dus zeer snel gebeurt. Het genereren van een Čerenkov signaal kan in enkele nanoseconden gebeuren terwijl dit voor scintillatie kan oplopen tot honderden nanoseconden. [22] [23]



Figuur 3.2: (a) Čerenkov hoek in functie van de snelheid β . (b) Aantal geproduceerde fotonen per cm in functie van de snelheid β . [23]

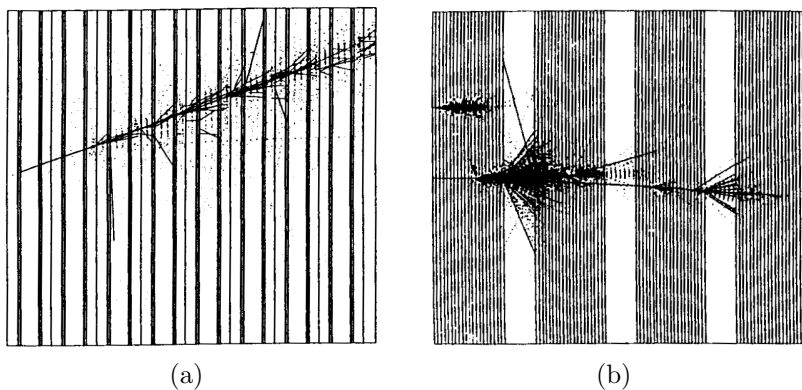
3.2 De absorptie van deeltjes - particle showers

Zoals reeds in het begin vermeld zijn calorimeters detectoren die energieën meten door de inkomende deeltjes te absorberen. Ze interageren met het materiaal van de detector en worden uiteindelijk vernietigd⁴. Door deze interacties met de materie ontstaan er oa. secundaire deeltjes en ontstaan er zo lawines van interacties en deeltjes. Men krijgt uiteindelijk een zogenaamde *particle shower*. De verschillende interacties die hierbij plaatsvinden zijn vooral van elektromagnetische en sterke aard en in mindere mate

⁴Het kan ook zijn dat een deeltje (bijna) niet interageert met het materiaal zoals neutrino's, deze zijn dan ook zeer moeilijk te detecteren

gebeuren er ook zwakke interacties. Naargelang de tijd vordert ontstaan er dus meer en meer deeltjes die elk echter een kleinere energie hebben. Gezien de ontwikkeling van zo'n shower grotendeels onafhankelijk is van de initiële lading van het deeltje, is een calorimeter één van de weinige detectoren die de energie van neutrale deeltjes kan meten. Om een calorimeter goed te kunnen gebruiken is het begrijpen van deze particle showers zeer belangrijk. Zoals we verder zullen zien, kunnen hun eigenschappen immers vergaande gevolgen hebben die, indien ze verkeerd geïnterpreteerd worden, tot foute conclusies (en metingen) leiden. [22]

De absorptie van een deeltje in een calorimeter is een stochastisch proces. Een gevolg is dat de eigenschappen van een shower sterk kunnen verschillen van shower tot shower. Deze fluctuaties die soms zeer groot kunnen zijn zorgen ervoor dat men meestal enkel de gemiddelde showereigenschappen kan bepalen. We zullen later zien dat het negeren van deze fluctuaties en het gebruik van de gemiddelde waarden alleen zeker niet voldoende is. Een belangrijk gegeven is dat voor alle showers het aantal geproduceerde deeltjes zal stijgen met de energie van het oorspronkelijk deeltje. Dit is de reden⁵ voor het verkrijgen van een betere resolutie bij hoge energie metingen. Tenslotte kunnen we de particle showers opdelen in 2 grote categorieën, namelijk *elektromagnetische* showers die ontstaan uit elektronen, positronen en fotonen, en *hadronische* showers die het gevolg zijn van inkomende hadronen. Hadronische showers hebben altijd ook een elektromagnetische component zoals we later zullen zien. Voorbeelden van beide soorten zijn te zien in figuren 3.3a en 3.3b. [22] [24]



Figuur 3.3: (a) Simulatie van een elektromagnetische shower van een 5 GeV foton in een Al sampling calorimeter. (b) Simulatie van een elektromagnetische shower (boven) van een 100 GeV elektron en van een hadronische shower (onder) van een 100 GeV geladen pion in een Pb sampling calorimeter. [24]

⁵Meer deeltjes zorgen voor een betere statistiek, en dus een kleinere foutenmarge.

3.2.1 Elektromagnetische showers

Interacties

De interacties die voorkomen in elektromagnetische showers produceren op zich ook weer elektromagnetische deeltjes (e^- , e^+ , γ , ...). Zo kunnen deze showers vrij goed beschreven worden door QED met gebruik van perturbatietheorie. Uiteindelijk zal alle energie geabsorbeerd worden door ionisatie. De andere meest voorkomende interacties die bijdragen tot een elektromagnetische shower zijn de volgende [22] [24]:

- Bremsstrahlung: het uitzenden van fotonen door elektronen en positronen wanneer deze door materie gaan en interageren met de elektrische velden van de nucleï.
- Paar productie: wanneer een foton een energie heeft groter dan 2 keer de rustmassa van het elektron kan dit foton in een elektrisch veld een elektron-positron paar creëren. ($\gamma \rightarrow e^-e^+$)
- Compton verstrooiing: een foton wordt verstrooid aan een gebonden elektron dat door de impulsoverdracht vrijkomt.
- Foto-elektrisch effect: het proces waarbij een atoom een foton absorbeert en hierdoor een elektron uitzendt. Het atoom bevindt zich dan in een geëxciteerde toestand en zal terug naar de grondtoestand gaan door oa. Auger elektronen uit te zenden.
- Coulomb verstrooiing: verstrooiing van een elektron aan een nucleon.
- Bhabha verstrooiing: verstrooiing van een elektron aan een positron.
- Moller verstrooiing: verstrooiing van een elektron aan een ander elektron.
- Annihilatie: wanneer een elektron en een positron samenkomen kunnen ze annihilieren tot bv. 2 fotonen. ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$)

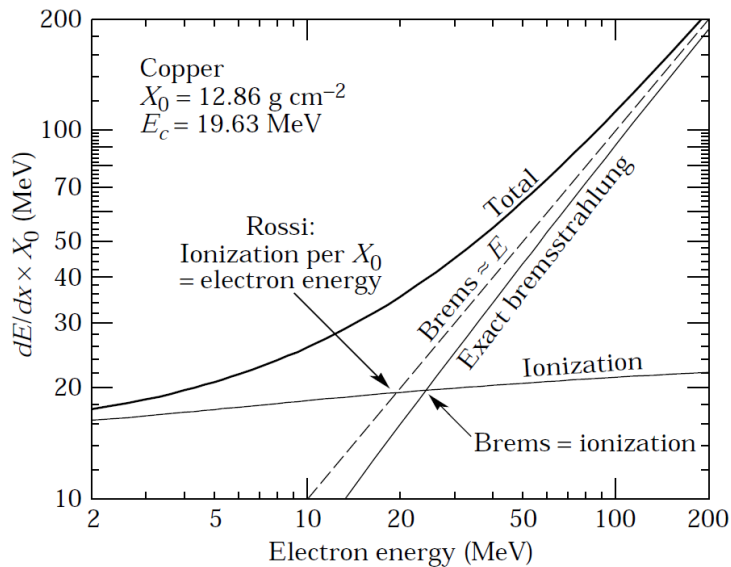
Het foto-elektrisch effect is het meest waarschijnlijke bij lage energie. De werkzame doorsnede van dit proces gedraagt zich als $\sigma \propto E^{-3}$ en is sterk afhankelijk van het aantal elektronen in het materiaal ($\propto Z$). Compton verstrooiing is het meest waarschijnlijke proces voor fotonen met een energie vanaf enkele honderden keV tot enkele MeV. Ook in het GeV gebied is dit een belangrijk proces: zo zal bijna de helft van de totale energie via dit proces geabsorbeerd worden. Compton verstrooiing is minder afhankelijk van Z en de werkzame doorsnede gaat als $\gamma \propto E^{-1}$ waardoor bij een bepaalde energie Compton het foto-elektrisch effect zal overheersen. Paar productie en Bremsstrahlung zijn dan weer de belangrijkste processen bij hoge energieën. De werkzame doorsneden stijgen met de energie en worden min of meer onafhankelijk bij een energie > 1 GeV. Zo zal Bremsstrahlung reeds boven 100 MeV de grootste bijdrage zijn voor e^- en e^+ deeltjes. De relatieve bijdragen van al deze processen hangen sterk af van de initiële energie

en van het materiaal (aantal elektronen) waarin de interacties plaatsvinden. Merk op dat de passage van fotonen en e^-/e^+ in materialen sterk kunnen verschillen: een GeV elektron dat 1cm lood doorkruist zendt duizenden fotonen uit terwijl een GeV foton datzelfde materiaal kan doorkruisen zonder enige interactie. [22]

Een belangrijk begrip is de kritische energie van een deeltje. Er bestaan echter 2 definities van. De eerste stelt dat de kritische energie deze is waar de bijdrage van ionisatie tot het energieverlies gelijk is aan de bijdrage van de stralingsprocessen⁶. De andere definitie, die vooral voor elektronen gebruikt wordt, zegt dat de kritische energie de energie is waarbij het verlies door ionisatie per stralingslengte (X_0) gelijk is aan de energie van het elektron [22]:

$$(\Delta E)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \cdot X_0 = E \quad (3.5)$$

Deze definities geven effectief een verschil zoals men kan zien in figuur 3.4. Zo zal de kritische energie, bepaald door de 2e definitie(Rossi/PDG), systematisch kleiner zijn dan deze bepaald door de eerste(ionisatie = Bremsstrahlung). [22]



Figuur 3.4: Verschil tussen de 2 definities van de kritische energie in Cu.[25]

Dit brengt ons bij de betekenis van de stralingslengte X_0 . Dit is de lengte waarin een hoog energetisch⁷ elektron of positron gemiddeld 63.2% van zijn energie verliest door Bremsstrahlung. Zo zullen elektronen dezelfde hoeveelheid energie verliezen in 18 cm

⁶Eerder vernoemde processen zoals Bremsstrahlung en paar productie.

⁷Energieën groter dan 1 GeV.

water of 2.8 mm in lood aangezien beide lengten, uitgedrukt in de stralingslengte, gelijk zijn aan $0.5X_0$. Met deze eenheid kan men in eerste instantie materiaal afhankelijke effecten elimineren, en wordt daarom de lengte van een calorimeter meestal in deze eenheid uitgedrukt. X_0 kan benaderend berekend worden uit de materiaal eigenschappen A en Z met volgende formule [22]:

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} gcm^{-2} \quad (3.6)$$

In figuur 3.5 zien we het gemiddelde energieverlies ($-\langle dE/dx \rangle$) voor muonen in Cu voor een breed energie interval. In de grafiek zien we duidelijk de verschillende bijdragen van alle processen voor een bepaalde energie. Ondanks bij elektronen het verlies van energie door straling reeds dominant is bij energieën > 1 GeV zien we in figuur 3.5 duidelijk dat dit niet zo is bij muonen. Hier beginnen de stralingsprocessen pas een rol te spelen bij energieën van 10 GeV en meer. Bij een lagere energie verliest het muon zijn energie bijna enkel door ionisatie, waardoor men dit deeltje meestal een *minimum ionizing particle* (MIP) noemt. In dit regime wordt het energieverlies beschreven door de bekende Bethe-Bloch formule [22]. Daar waar een elektron dus zijn energie verliest door Bremsstrahlung en paarproductie zal het energieverlies door ionisatie van een muon minimaal zijn. Dit maakt het muon een interessant deeltje voor het bestuderen en kalibreren van calorimeters aangezien het zich manifesteert door een relatieve constante energie depositie doorheen een ganse calorimeter. Met de term MIP moet men echter opletten, veel mensen beschouwen het muon quasi altijd als een MIP deeltje. Bij de LHC experimenten is dit echter niet altijd zo: de kritische energie van een muon is ongeveer 150 GeV en dit zijn gangbare LHC energieën. In dit gebied zal het muon dus wel elektromagnetische showers veroorzaken. [25]

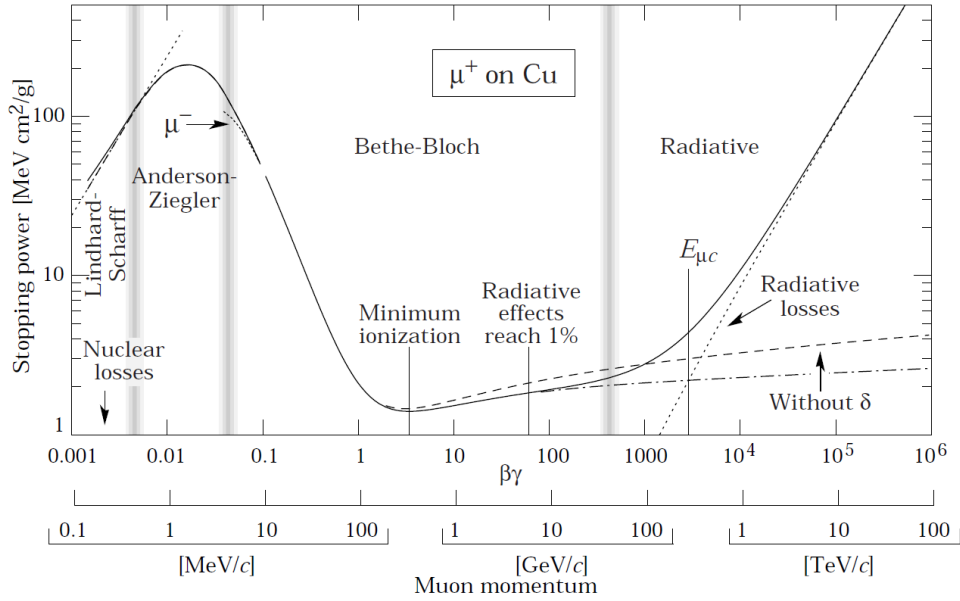
Shower vorm en parameters

Wanneer een shower start zullen er door de multiplicatie alsmaar meer deeltjes ontstaan waardoor het totale energieverlies per lengte eenheid (dE/dx) stijgt naarmate de shower dieper in de calorimeter dringt. Tegelijkertijd verminderd de energie van de deeltjes zelf waardoor er op een bepaald punt geen multiplicatie meer mogelijk is. Op deze plaats(diepte) bereikt de shower dan zijn maximum. Voorbij dit maximum zullen de Compton verstrooiing, het foto-elektrisch effect en ionisatie het overnemen van Bremsstrahlung en paar productie⁸. Hierdoor zal het aantal deeltjes en het energieverlies in de shower afnemen. De positie van dit maximum is berekend door Rossi(1965) [24] en kan men uitdrukken als:

$$x_{max} = X_0 \left(\ln \frac{E}{\epsilon} - 1 \right) \quad (3.7)$$

Waarbij ϵ de kritische energie is zoals beschreven in (3.5).

⁸De energieën van de shower deeltjes zijn gezakt tot onder de kritische energie.



Figuur 3.5: Gemiddeld energieverlies ($-\langle dE/dx \rangle$) van muonen in Cu in functie van zijn impuls. [25]

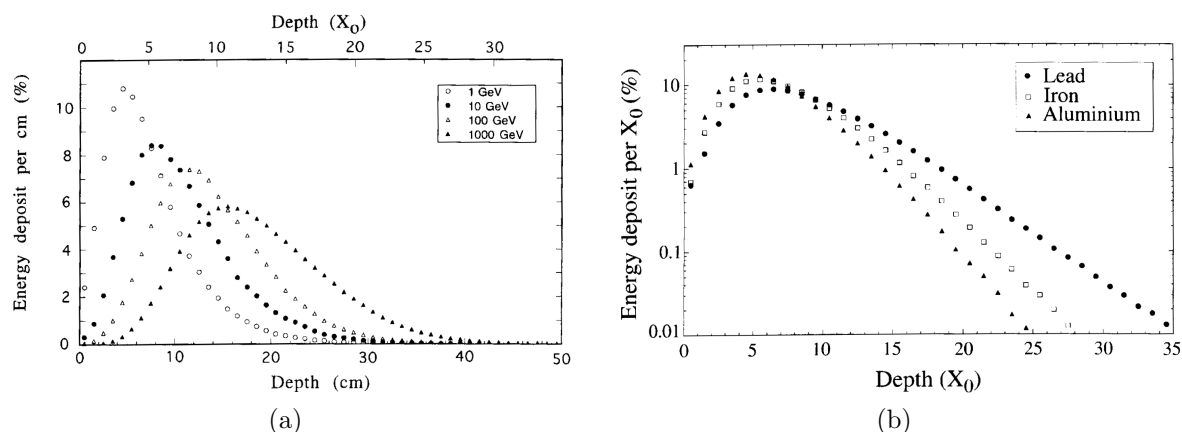
Een vrij goede beschrijving van het longitudinaal shower profiel wordt gegeven door de volgende gamma distributie [25]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.8)$$

E_0 is de energie van het geabsorbeerde deeltje, $t = x/X_0$ zodat de afstand in X_0 eenheden gegeven wordt. Het maximum van de shower wordt in deze eenheden gegeven door [25]:

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln(y) + C_{e/\gamma} \quad (3.9)$$

Hierbij is $y = E/\epsilon$ zodat de energie in eenheden van kritische energie gegeven wordt waarbij $\epsilon = 1.5 MeV$ gekozen wordt voor beide elektronen en fotonen [25]. $C_e = -0.5$ voor elektronen en $C_\gamma = 0.5$ voor fotonen. Vanuit deze informatie kan men dan a en b bepalen. De parameter b is exact gezien afhankelijk van de energie en het materiaal (Z), maar voor vele toepassingen, zoals het beschrijven van gemiddelde elektromagnetische shower profielen, is het voldoende om $b \approx 0.5$ te kiezen [25]. In figuren 3.6a en 3.6b zien we voorbeelden van deze longitudinale elektromagnetische shower profielen. We zien duidelijk dat het maximum van de shower inderdaad dieper wordt met stijgende energie (zie 3.7) en het profiel eveneens breder wordt. Ook de afhankelijkheid van het materiaal is duidelijk in 3.6b. Als Z groter wordt verschuift het maximum naar een grotere diepte en zal het profiel ook verbreden. [22]



Figuur 3.6: (a) Energie verlies in functie van diepte voor elektronen van verschillende energieën in Cu. (b) Energie verlies(in log schaal) in functie van diepte voor 10 GeV elektronen in Al,Fe en Pb. [22]

Het *lateraal* profiel van een elektromagnetische shower wordt bepaald door 2 effecten. Elektronen en positronen wijken uit van de shower-as door meervoudige verstrooiingen en, fotonen en elektronen afkomstig van Compton verstrooiingen en foto-elektrische effecten verwijderen zich ook van de as⁹. Het eerste effect domineert in het begin van de shower ontwikkeling, terwijl de laatste effecten pas na het maximum van de shower belangrijk worden. Dit resulteert in een lateraal profiel dat bestaat uit 2 delen, een kern en een halo waarbij de kern verdwijnt na het longitudinale maximum. Beide delen vertonen een exponentieel gedrag en het blijkt dat de kern bijna 80% van de totale energie bevat [24]. We kunnen tenslotte opmerken dat het lateraal profiel ook sterk afhangt van de longitudinale homogeniteit van een calorimeter zoals te zien is in figuur 3.3b. [24]

3.2.2 Hadronische showers

Conceptueel gezien ontwikkelt een hadronische shower op dezelfde manier als de hiervoor besproken elektromagnetische. Tot nu toe hebben we echter enkel rekening gehouden met de elektromagnetische interacties in elektromagnetische velden. Bij een hadronische shower, afkomstig van een initieel hadron, moeten we de sterke wisselwerking mee in rekening brengen. Dit heeft als gevolg dat de ontwikkeling van de shower veel complexer wordt door het groter aantal mogelijk interacties en reacties in het absorberende materiaal. Dankzij de extra nucleaire reacties die kunnen plaatsvinden is het ook mogelijk om de energie van neutrale deeltjes te meten zoals neutronen¹⁰ die veelvuldig aanwezig

⁹Bij dit laatste effect kunnen ook Bremsstrahlung fotonen bijdragen indien ze onder een bepaalde hoek tegenover de as uitgezonden worden.

¹⁰Neutronen interageren met het materiaal via (in)elastische verstrooiingen of neutron capture reacties.

zijn in hadronische showers. [22]

Onzichtbare energie

Een verschil met elektromagnetische showers, waar uiteindelijk alle energie gebruikt wordt voor de ionisatie van het medium, is dat er bij hadronische showers een fractie van de energie *niet* detecteerbaar is. Deze *onzichtbare energie* zorgt ervoor dat een gemiddeld signaal afkomstig van een hadron met een bepaalde energie, kleiner is dan het signaal van een elektromagnetisch deeltje met diezelfde energie. De reacties die aan de basis liggen van dit effect zijn de nucleaire spallatie reacties: Wanneer een hoog energetisch hadron invalt op een nucleus kan deze uiteenvallen in kleinere nucleonen of nuclei. Het initiële hadron gaat eerst interageren met de nucleonen in de nucleus waardoor er een kettingreactie ontstaat en energetische nucleonen ontstaan waarin oa. pionen gevormd kunnen worden. Sommige deeltjes kunnen dan uit de nucleus ontsnappen terwijl de kinetische energie van de anderen verdeeld wordt over de nucleus. Deze gaat dan de-exciteren waardoor er veel deeltjes¹¹ kunnen vrijkomen tot de excitatie energie kleiner is dan de bindingsenergie van 1 nucleon. De overige nog aanwezige energie (enkele MeV) wordt dan uitzonden in de vorm van gamma stralen. Het is deze energie, diegene nodig om de nucleonen vrij te maken, die verloren gaat in de calorimeter en onzichtbaar wordt. Zo blijkt dat gemiddeld 30-40% van de niet elektromagnetische shower energie verloren gaat. Deze processen fluctueren echter zeer sterk wat bijdraagt tot de slechtere energieresolutie van hadronische calorimeters. [22]

De elektromagnetische fractie

Zoals reeds vermeld bevatten hadronische showers steeds een elektromagnetische component. Dit is in eerste instantie omdat het π^0 deeltje¹² instantaan vervalt naar 2 fotonen. Aangezien één derde van de totale pion energie in deze vorm kan voorkomen, zal dus na een eerste interactie 1/3 van de shower elektromagnetische energie zijn. Hetzelfde geldt voor de volgende interacties en men kan de elektromagnetische fractie f_{em} in een eerste benadering schrijven als [22]:

$$f_{em} = 1 - \left(1 - \frac{1}{3}\right)^n \quad (3.10)$$

waar n staat voor de n -de generatie aan geproduceerde shower deeltjes wat duidelijk maakt dat f_{em} stijgt met de energie¹³. Maar wat men hier echter heeft geschreven is eigenlijk de fractie aan π^0 deeltjes: $f_{em} = f_{\pi^0}$. In de realiteit worden er meer deeltjes geproduceerd dan enkel pionen en zal men de 1/3 waarde eerder als een bovenlimiet

¹¹Meestal vrije nucleonen, maar ook α deeltjes of zwaardere nuclei.

¹²Het η deeltje kan eveneens vervallen naar 2 fotonen, of meerdere π^0 deeltjes.

¹³Het aantal generaties stijgt met de energie

moeten beschouwen. Een meer correcte uitdrukking is deze [22]:

$$f_{em} = 1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{k-1} \quad (3.11)$$

Hier is E_0 een schaalfactor die overeenkomt met de gemiddelde energie nodig voor de productie van 1 pion. De exponent $(k-1)$ is afhankelijk van f_{π^0} en van $\langle m \rangle$, het gemiddeld aantal geproduceerde mesonen per interactie [22]:

$$k = 1 + \frac{\ln(1 - f_{\pi^0})}{\ln \langle m \rangle} \quad (3.12)$$

Doordat $\langle m \rangle$ logaritmisch stijgt met de energie zal f_{em} ook trager stijgen dan in (3.10). Verder is deze fractie ook afhankelijk van het materiaal(Z) en zijn er grote fluctuaties mogelijk in het aantal geproduceerde π^0 deeltjes wat ook bijdraagt tot een vermindering van de energie resolutie. [22]

Shower vorm

Zoals men kan zien in figuur 3.3b zijn hadronische showers veel groter dan elektromagnetische en heeft men meer absorberend materiaal nodig om de shower volledig op te vangen. Door het groter aantal mogelijk interacties en de grote fluctuaties die kunnen optreden, is het beschrijven van een hadronisch shower profiel veel moeilijker¹⁴. Zo kunnen ze niet beschreven worden met 1 schalingsvariabele (X_0 - de stralingslengte), maar hebben we ook een 2e variabele nodig, namelijk de nucleaire interactie lengte λ_I . Deze lengte is gedefinieerd als de gemiddelde afstand dat een hoog energetisch hadron in een medium aflegt tussen 2 nucleaire interacties. Met deze schalingsvariabele kan men dan een benaderende formule opstellen voor de gemiddelde diepte van het shower maximum [24]:

$$x_{max} = \lambda_I (0.7 + 0.2 \ln E) \quad (3.13)$$

Waarbij E in GeV eenheden gegeven wordt. Een iets completere beschrijving van het gemiddeld profiel wordt gegeven door de volgende parametrisatie [24]:

$$\frac{dE}{dx} = k \left(w t^a e^{-bt} + (1-w) u^c e^{-du} \right) \quad (3.14)$$

Hier zijn $t = x/X_0$ en $u = x/\lambda_I$ de shower diepten gemeten van de oorsprong, k is een normalisatie constante en de w en (1-w) factoren duiden de relatieve gewichten van de termen aan. a,b,c en d zijn parameters die men gefit heeft aan data afkomstig van showers met verschillende energieën en in verschillende materialen (zie [24]).

Ook het *lateraal* profiel zal breder zijn dan dat van een elektromagnetische shower. Het

¹⁴En is het gebruik/nut van deze benaderende formules zeer beperkt.

groot aantal mogelijke interacties, de fluctuaties en de afhankelijkheid van het materiaal zorgen er echter voor dat er nog geen algemene beschrijving voor het profiel beschikbaar is. Wel kunnen we nog steeds een centrale kern onderscheiden met een halo naar het uiteinde van het profiel en de breedte van de shower stijgt lineair met de diepte. De elektromagnetische component zal sterk bijdragen tot het profiel in het begin van de shower maar verdwijnt bijna volledig na een afstand van $4.5\lambda_I$. [24]

3.2.3 Respons en compensatie

De *respons* van een calorimeter wordt gedefinieerd als het gemiddeld signaal van de calorimeter gedeeld door de energie van het deeltje dat dit signaal veroorzaakt heeft. De kennis van de respons van een calorimeter voor verschillende deeltjes is zeer belangrijk en noodzakelijk voor de correcte interpretatie van het signaal. Zo kunnen we de respons van een calorimeter karakteriseren door het invoeren van verschillende factoren of signaal verhoudingen. Een eerste signaalverhouding die men gebruikt is de X/mip factor. Dit is de verhouding van het signaal veroorzaakt door een deeltje X met het signaal afkomstig van een MIP deeltje (bv. een muon). [22]

De e/mip factor geeft aan hoe de gemiddelde respons van een elektron zich verhoudt tot deze van een minimum ioniserend deeltje. Deze factor blijkt verschillend te zijn voor homogene en sampling calorimeters. Bij homogene calorimeters geldt meestal $e/mip = 1$ terwijl bij sampling calorimeters meestal geldt dat $e/mip < 1$ en de gemiddelde respons van een sampling calorimeter voor elektronen dus kleiner is dan voor een MIP. In calorimeters met zwaar absorberend materiaal (hoge Z) en licht actief materiaal (lage Z) kan deze factor zelfs dalen tot 0.6. Dit kan men verklaren door de Bremsstrahlung van het elektron in dit zwaar absorberend materiaal. De grote hoeveelheid laag energetische fotonen en elektronen die hierbij geproduceerd worden raken meestal niet tot in de actieve lagen van de calorimeter waardoor deze niet kunnen bijdragen aan het signaal. Experimenten hebben aangetoond dat het mogelijk is deze factor zo groot mogelijk te maken door alsmaar dunnere passieve en actieve lagen te gebruiken. Dit is in de praktijk echter meestal niet haalbaar. [22]

De aanwezigheid van onzichtbare energie bij hadronische showers leidt tot het gebruik van een andere belangrijke factor voor calorimeters, namelijk de e/h factor. Hierin is e de gemiddelde respons van een calorimeter op elektromagnetische showers, en h de gemiddelde respons van de niet-elektromagnetische component bij hadronische showers. Door de onzichtbare energie geldt dus $e/h > 1$ en zal de niet-elektromagnetische respons kleiner zijn dan de elektromagnetische. Calorimeters die deze eigenschap hebben noemt men *niet-compenserende* calorimeters. Dit kan men ook uitdrukken in een iets experimentelere factor, namelijk e/π . Deze factor is de verhouding van de elektron respons en de pion respons wat men experimenteel kan meten (in tegenstelling tot de e/h factor). Er geldt ook dat $e/\pi > 1$ maar door de stijgende f_{em} fractie met de energie in de hadro-

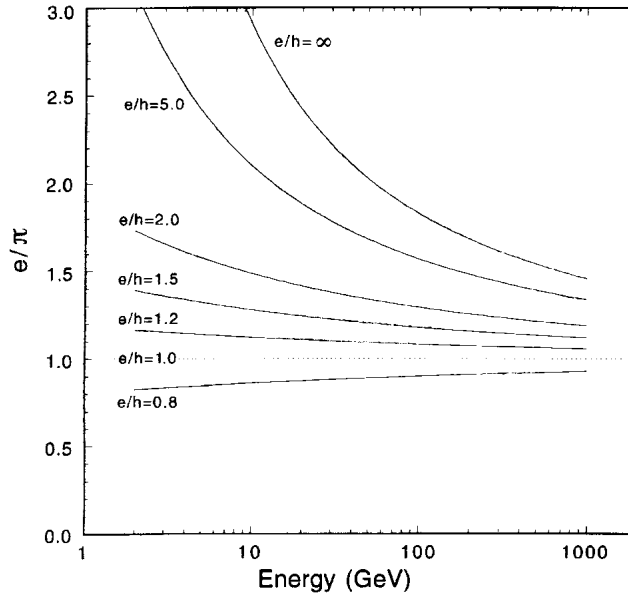
nische showers zal deze voor zeer hoge energieën naar 1 convergeren, ondanks we nog steeds geen compenserende calorimeter hebben(!). Rekening houdend met voorgaande argumenten merken we een belangrijk gevolg op: de respons van een calorimeter voor hadronen (en jets) zal dus *niet-lineair* zijn en de calorimeter respons voor hadronen stijgt dus met de energie. De e/h factor, die de graad van compensatie aangeeft, kunnen we nu schrijven in functie van de e/π factor (experimenteel meetbaar) en de f_{em} fractie als volgt [22]:

$$e/h = \frac{1 - f_{em}(E)}{\pi/e(E) - f_{em}(E)} \quad (3.15)$$

Deze relatie is voorgesteld in figuur 3.7. Compenserende calorimeters zullen dus proberen een e/h factor zo dicht mogelijk bij 1 te hebben, samen met een zo lineair mogelijke hadronische respons. Dit kan men bereiken door ofwel de elektromagnetische respons te verlagen, of de niet-elektromagnetische respons te verhogen. Dit kan men ook zien als we e/h uitdrukken in termen die de bijdragen van de verschillende shower deeltjes voorstellen [22]:

$$e/h = \frac{e/mip}{f_{rel} \cdot rel/mip + f_p \cdot p/mip + f_n \cdot n/mip} \quad (3.16)$$

Waarbij f_{rel} , f_p en f_n de gemiddelde bijdragen tot de niet-elektromagnetische energie zijn afkomstig van relativistische geladen deeltjes, spallatie protonen en neutronen. De verschillende calorimeter responsen van deze bijdragen zijn genormaliseerd met de MIP respons.



Figuur 3.7: Verband tussen de e/h factor en de meetbare e/π factor voor verschillende waarden van e/h . [22]

Čerenkov calorimeter respons

Nu we de basis van de calorimeter respons en compensatie gezien hebben, kunnen we kijken hoe de signalen van een *Čerenkov* calorimeter zich gedragen. Gezien enkel relativistisch geladen deeltjes die een snelheid $v > c/n$ hebben (zie 3.1.2) *Čerenkov* straling kunnen produceren, dragen enkel volgende shower deeltjes bij tot het signaal: elektronen en positronen ($E > 700$ keV), geladen pionen ($E > 190$ MeV) en protonen ($E > 1.3$ GeV). Voor de elektromagnetische respons verandert er niet veel, hij is nog steeds lineair, maar men moet wel rekening houden met de *Čerenkov* hoekafhankelijkheid. [22]

Voor de respons van hadronen hebben de *Čerenkov* voorwaarden wel gevolgen. Zo zal een hadronische shower enkel bijna volledig door zijn elektromagnetische component gedetecteerd worden. Dit komt omdat de elektromagnetische component, afkomstig van de π^0 deeltjes die vervallen in relativistische elektronen en positronen, de grootste bijdrage levert sinds slechts 20% van de niet-elektromagnetische shower bestaat uit geladen pionen en de rest (spallatie protonen en neutronen) niet kan bijdragen tot een *Čerenkov* signaal. Zo zal een hadronische shower veel kleiner zijn in een *Čerenkov* detector¹⁵ waardoor men minder volume nodig heeft om een shower te meten. De hadronische showers zijn ook veel smaller wat een voordeel is voor calorimeters in de voorwaartse regio bij LHC experimenten (zoals Castor) waar de deeltjesdichtheid, en dus de kans op overlappende showers, veel groter is. [22]

Doordat de hadronische respons vooral bepaald wordt door de elektromagnetische component, zijn *Čerenkov* detectors *extreme niet-compenserende* calorimeters. De e/h factor kunnen we nu uitdrukken, vertrekkend van (3.16), als [22]:

$$e/h = \frac{e/mip}{f_{rel}} \quad (3.17)$$

Gezien de bijdragen van de andere termen tot het signaal verwaarloosbaar zijn. Typische e/h waarden gaan van 3.5 tot zelfs 5. Dit heeft ook als gevolg dat *Čerenkov* calorimeters de *meest niet-lineaire* hadron respons hebben. Ondanks het signaal van een *Čerenkov* detector dus totaal niet representatief is voor de eigenlijke shower¹⁶, is het een zeer snelle detector¹⁷, wat een tweede voordeel oplevert voor calorimeters in de voorwaartse regio bij LHC experimenten aangezien door de hoge luminositeit, een hoge bunch crossing rate van 25ns en de aanwezigheid van meerdere proton-proton interacties (pile-up) een snelle signaal verwerking noodzakelijk is. [22]

¹⁵Gezien de π^0 productie die voor de elektromagnetische kern zorgt dichtbij de shower as, en in het begin van het shower proces gebeurt.

¹⁶Men meet eigenlijk enkel de verdeling van het *Čerenkov* licht.

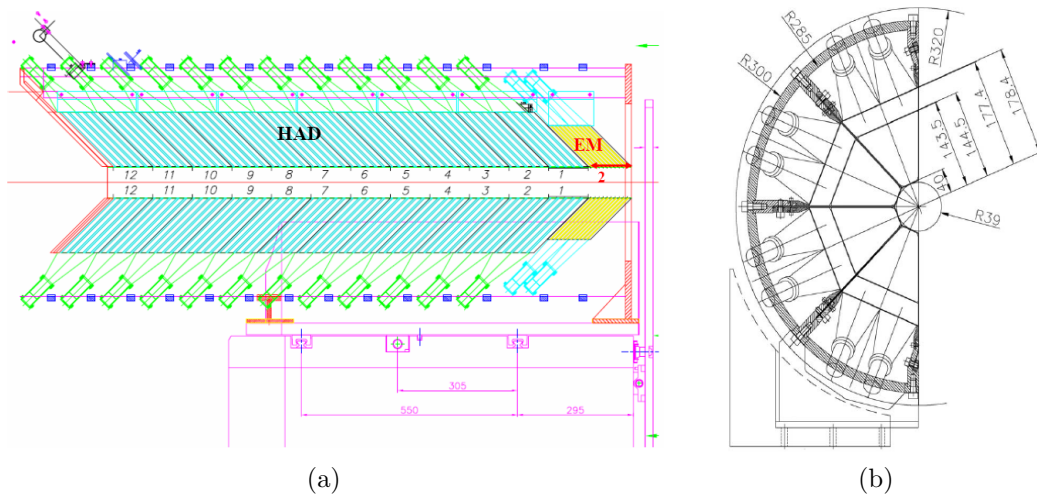
¹⁷De *Čerenkov* signalen zijn instantaan met verwerkingstijden $< 5-10$ ns.

3.3 Castor

3.3.1 Specificaties

De Castor detector is een niet-compenserende cilindervormige *Čerenkov* calorimeter die één van de voorwaartse detectoren in het CMS experiment is en zich rond de bundelpijp bevindt op 14.38m (langs de z-as) van het interactiepunt in een pseudorapidity gebied van $-6.6 < \eta < -5.2$. Het is een sampling calorimeter die bestaat uit wolfram(W) absorptie lagen en actieve kwarts(SiO_2) platen waarin de *Čerenkov* fotonen geproduceerd worden. Deze worden opgevangen in lucht-lichtgeleiders en uiteindelijk gedetecteerd in *photomultiplier tubes*(PMT). [8]

De detector heeft een longitudinale segmentatie van 14 *modules* waarvan de eerste 2 modules de elektromagnetische(EM) sectie voorstellen. De andere 12 modules vormen samen de hadronische(HAD) sectie van de detector. In het transversale vlak(x,y) is Castor opgedeeld in 16 *sectoren*. De coördinaten worden echter meestal uitdrukt gebruikmakend van de hoek φ in dit vlak¹⁸. Dit wordt duidelijk wanneer men Castor beschouwd in cilindercoördinaten (ρ, φ, z) . ρ is een constante, met $\rho = 3.7cm$ voor de binnenstraal en $\rho = 14cm$ voor de buitenstraal. De module structuur in z wordt getoond in 3.8a en de φ sectoren in 3.8b. Een gedetailleerde illustratie wordt gegeven in Appendix A waar ook de positie van de detector tegenover CMS en LHC gegeven wordt. In totaal krijgt men dan $2 \times 16 + 12 \times 16 = 224$ uitleeskanalen of PMT's die een aantal foto-elektronen als resultaat geven. [8] [29]

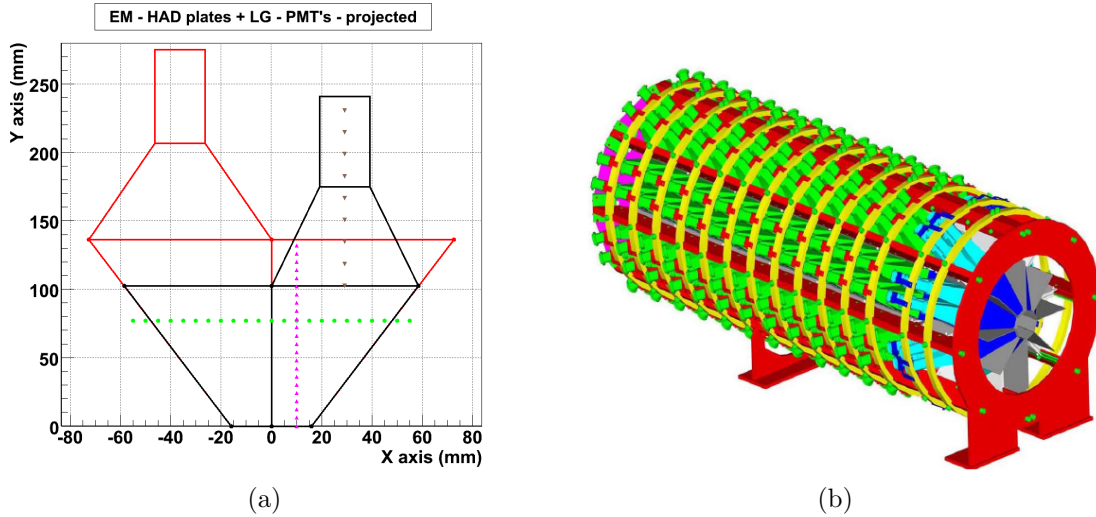


Figuur 3.8: (a) Longitudinale doorsnede van de Castor detector (b) Vooraanzicht van de Castor detector, 8 φ sectoren worden getoond. [8] [29]

¹⁸In termen van het (η, φ) vlak heeft Castor 16 sectoren in φ en slechts 1 segment in η .

Deze uitleeskanalen of *Reading Units* (RU) zijn telkens opgebouwd uit 5 *Sampling Units* (SU). 1 Sampling Unit omvat 1 absorberende W-plaat en 1 actieve kwarts plaat. Al deze lagen maken een hoek van 45° tegenover de bundelpijp zodat de lichtgeleiders en PMT's een maximale hoeveelheid Čerenkov licht kunnen opvangen. De brekingsindex n van kwarts is immers 1.46-1.55 voor golflengten $\lambda = 600nm$ tot $\lambda = 200nm$. De overeenkomende grenswaarde voor de snelheid is dus $\beta = 1/n = 0.65 - 0.69$ wat leidt tot een Čerenkov hoek van $\theta_c = 46^\circ - 50^\circ$. [8]

In de EM sectie hebben de W platen, respectievelijk de kwartsplaten, een dikte van 5mm en 2mm. Omdat deze echter een hoek maken van van 45° komt dit overeen met een effectieve lengte (in z) van respectievelijk 7.07mm en 2.83mm, of uitgedrukt in functie van de stralingslengte geeft dit $1.988X_0$ en $2.4 \cdot 10^{-2}X_0$. 1 SU is dus 9.9mm lang en 1 EM RU 49.5mm. De EM sectie die 2 RU's omvat per sector heeft een diepte van 99mm = $20.12X_0$. In de HAD sectie hebben de W en kwartsplaten diktes van 10mm en 4mm die door de hoek zorgen voor effectieve dieptes van 14.14mm = $0.1414\lambda_I$ en 5.66mm = $1.32 \cdot 10^{-2}\lambda_I$. 1 SU is hierdoor 19.8mm lang en 1 HAD RU heeft een lengte van 99mm = $0.77\lambda_I$. De volledige HAD sectie omvat 12 RU's per sector en heeft een diepte van $9.24\lambda_I$. Als men de EM sectie(2 RU's per sector) beschouwd als 1 HAD RU per sector¹⁹ is de totale diepte van Castor in nucleaire interactie lengten gelijk aan $10\lambda_I$. Tenslotte merken we op de dat de wolfram en kwarts platen van de EM sectie lager zijn dan deze van de HAD sectie zoals te zien is op figuur 3.9a die de projectie van een Castor octant toont in het (x,y) vlak. Een 3D beeld van de volledige Castor detector wordt getoond in figuur 3.9b. [8] [29]



Figuur 3.9: (a) Vooraanzicht van een Castor octant(2 φ sectoren) in het (x,y) vlak. (b) 3D illustratie van de volledige Castor detector. [8] [30]

¹⁹Beide zijn 99mm lang.

De lichtgeleiders, ook zichtbaar op figuur 3.9a, die de geproduceerde *Čerenkov* fotonen opvangen en naar de PMT's sturen zijn trapeziumvormige structuren die bovenop de calorimeter W/kwarts platen gemonteerd zijn. Langs de binnenzijde is er een reflecterende laag aangebracht²⁰ die de fotonen naar de PMT opening reflecteren. De lichtgeleiders zijn zo ontworpen dat ze een maximale efficiëntie hebben en tegelijkertijd passen in het krappe Castor design, zo moet men ook rekening houden met het feit dat de HAD lichtgeleiders groter zijn dan de EM geleiders en dus een verschillende efficiëntie hebben. [8]

De PMT's die de *Čerenkov* fotonen moeten omzetten in foto-elektronen om een elektrisch signaal te produceren moeten een goede kwantum efficiëntie hebben, bestand zijn tegen de straling in de omgeving en operationeel blijven in een hoog magnetisch veld²¹. Uiteindelijk heeft men voor gebruikte SPACAL²² PMT's gekozen die aan de hiervoor genoemde voorwaarden voldoen en betaalbaar blijven. [32]

Tenslotte is het nuttig om op te merken dat de EM en HAD secties van de Castor calorimeter beide elektromagnetische en hadronische showers kunnen detecteren. Rekeninghoudend met de definities gezien in 3.2 kan dit verwarrend zijn. De reden waarom men de eerste 2 modules van de Castor calorimeter elektromagnetisch noemt is omdat een elektron/foton shower *gemiddeld* binnen dit volume gedetecteerd kan worden, terwijl hadron showers veel dieper doordringen in Castor. Maar het is perfect mogelijk dat, in sommige gevallen, een elektron geabsorbeerd wordt in de HAD sectie en pionen in de EM sectie. In het volgende hoofdstuk zullen we bij de softwarebeschrijving en analyse een f_{em} factor invoeren die de verhouding voorstelt van de energie gemeten in de EM sectie van Castor over de totale energie gemeten in Castor. Deze heeft dus niet dezelfde betekenis als de f_{em} factor ingevoerd in 3.2.2.

3.3.2 Showerprofielen en resoluties

Nu we ons een beeld kunnen vormen van de Castor detector is het nuttig (en noodzakelijk willen we de respons juist interpreteren) om na te gaan hoe elektromagnetische en hadronische showers zich profileren in de calorimeter. Ook het gedrag van een MIP deeltje, zoals het muon, moet gekend zijn. In dit deel zullen we gebruik maken van het simulatieprogramma GEANT4²³ dat veelvuldig door CMS gebruikt wordt. Dit programma berekent alle mogelijk interacties in het materiaal zoals in een echte shower en geeft een aantal foto-elektronen als output aan de gebruiker rekeninghoudend met de detector specificaties en geometrie.

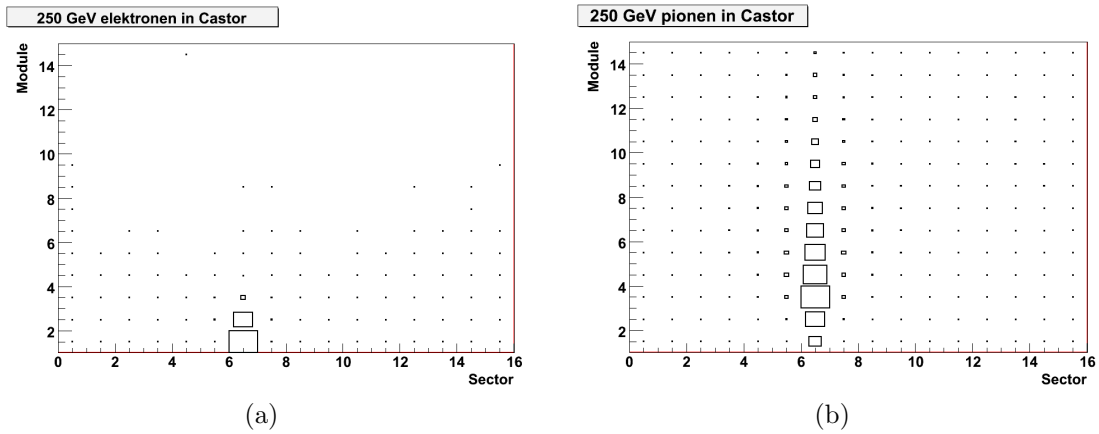
²⁰Bijvoorbeeld Dupond folie, een combinatie van $AlO + SiO_2 + TiO_2$.

²¹Eerst dacht men dat het magnetisch veld maximaal slechts ≈ 10 gauss zou zijn. Nadat Castor echter een eerste keer nabij de bundelpijp in CMS geïnstalleerd was bleek dit een grote inschattingfout te zijn en was de effectieve veldsterkte tussen 1000 en 1600 gauss.

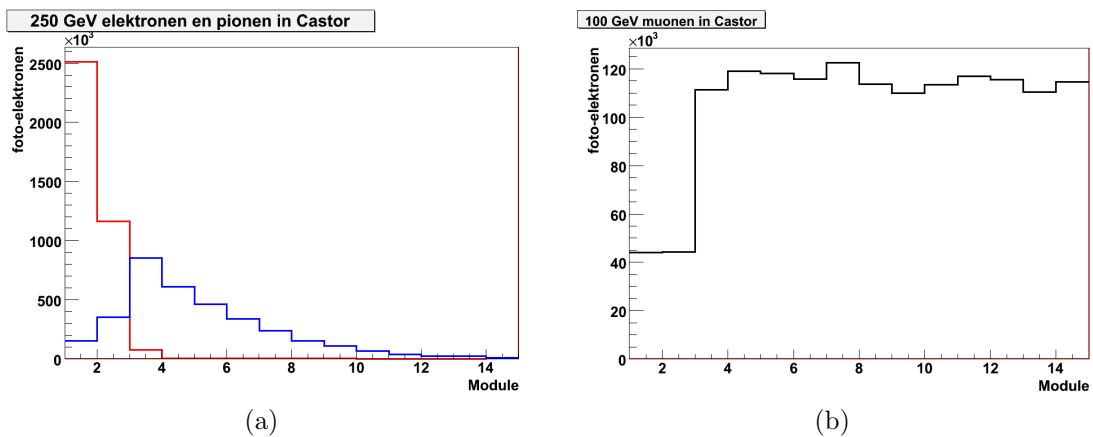
²²Een lood/scintillatie calorimeter bij het H1 experiment in DESY, zie [31].

²³Dit wordt in meer detail uitgelegd in het software hoofdstuk.

In eerste instantie kunnen we kijken wat er gebeurt indien men 1 enkel elektron of geladen pion in de detector stuurt. In figuren 3.10a en 3.10b zien we respectievelijk een 250 GeV elektron en 250 GeV π^+ in de Castor detector. De deeltjes werden 1000 keer in het midden van de calorimeter geschoten ($-6.0 < \eta < -5.9$) in 1 sector ($2.54 < \varphi < 2.56$). De figuren tonen het *gemiddelde* aantal geproduceerde foto-elektronen per uitleeskanaal aan de hand van de relatieve grootte van de kaders. We zien duidelijk dat de gemiddelde elektron shower veel kleiner is dan deze van het geladen pion en zich bijna volledig in het EM deel van Castor bevindt. Ook de breedte van een gemiddelde elektron shower is kleiner. In figuur 3.11a zien we het longitudinale profiel van beide deeltjes wat nogmaals bevestigt dat een π^+ shower veel dieper doordringt in de calorimeter en een kleinere respons heeft.



Figuur 3.10: (a) 2D showerprofiel van 250 GeV elektronen in Castor. (b) 2D showerprofiel van 250 GeV pionen(π^+) in Castor.



Figuur 3.11: (a) Longitudinaal profiel van 250 GeV elektronen(rood) en pionen(blauw) in Castor. (b) Longitudinaal profiel van 100 GeV muonen in Castor.

Naast elektronen en pionen kunnen we ook het muon signaal simuleren. Ondanks het muon als een MIP deeltje wordt beschouwd zal het bij energieën van 50 GeV en meer een aanzienlijk energieverlies hebben door stralingsprocessen. Enkel bij energieën rond de 250 MeV blijkt het in wolfram een MIP te zijn terwijl reeds bij 150 GeV de kritische energie bereikt wordt [25]. Zo verliest een 100 GeV muon in totaal $3.045 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ [25]. Met behulp van de nucleaire interactie lengte²⁴ kunnen we dan berekenen hoeveel dit is per hadronische Castor module: 1 HAD module heeft een lengte $0.77\lambda_I = 147.76 \text{ g/cm}^2$ en het totale energieverlies in zo'n module is dus $3.045 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \cdot 0.77\lambda_I = 3.045 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \cdot 147.76 \text{ g/cm}^2 \approx 450 \text{ MeV}$. In figuur 3.11b zien we het gemiddeld resultaat van een simulatie van 1000 100 GeV muonen die in de detector werden geschoten. In het longitudinale profiel zien we duidelijk een constante energiedepositie door ionisatie en bijkomende stralingsprocessen. Dit toont aan dat het muon de detector overleeft²⁵ en een constant signaal nalaat dat geschikt is voor oa. kalibraties. Merk ook op dat de energie depositie in de EM modules niet exact de helft is dan die van de HAD modules wat een gevolg kan zijn van het feit dat een muon slechts na een bepaalde afstand een particle shower creëert.

Verder kunnen we de resoluties van de calorimeter bepalen. Zoals reeds vermeld verbetert de resolutie met de energie bij een calorimeter, meer precies volgt de relatieve resolutie (σ/E) deze functie [28] [24]:

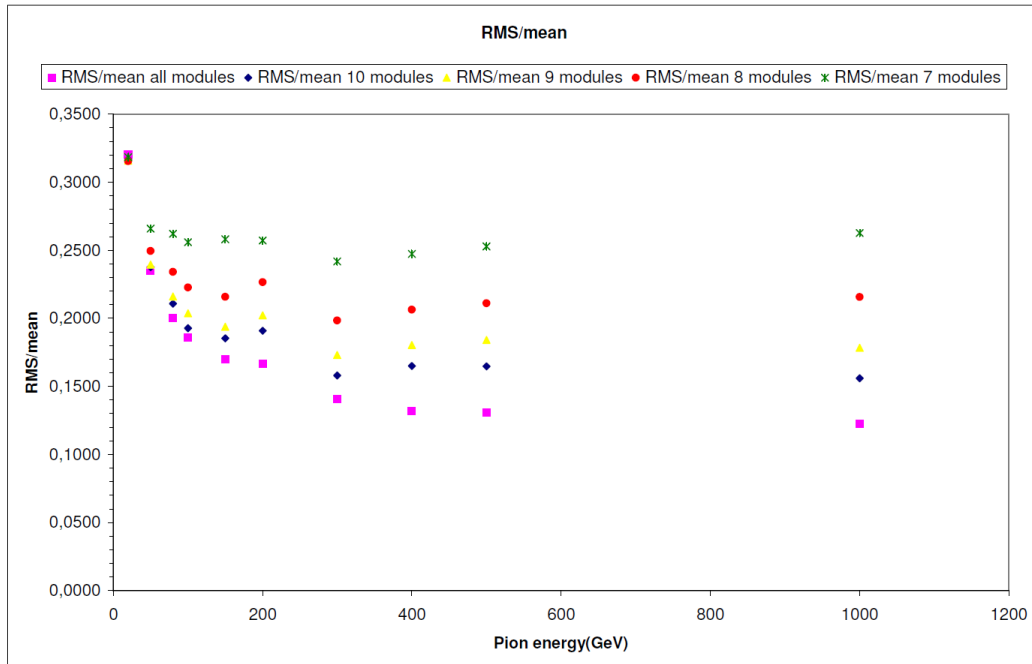
$$\frac{\sigma}{E} = p_0 \oplus \frac{p_1}{\sqrt{E}} \quad (3.18)$$

De constante term p_0 is te wijten aan fouten in de detector, kalibratie, collectie efficiëntie,... terwijl p_1/\sqrt{E} de stochastische term is die de shower fluctuaties karakteriseert. In het kader van mijn thesis ben ik nagegaan hoe de resolutie veranderd indien men Castor zou verkleinen door enkele modules aan het einde van de detector niet uit te lezen. Hierdoor verliest men informatie wat vooral belangrijk kan zijn bij diepe showers veroorzaakt door zeer hoog energetische deeltjes. In figuur 3.12 ziet men het resultaat van pion simulaties bij verschillende energieën en een verschillend aantal gebruikte modules. De beste resolutie krijgt men uiteraard wanneer alle modules(=14) gebruikt worden. Gebruikt men enkel 10,9,8 of 7 modules dan zal de resolutie duidelijk verlagen. De resolutie volgt grofweg (3.18) en stijgt inderdaad met de energie. Echter wanneer men minder dan 9 modules gebruikt blijkt dit niet meer waar te zijn. De resolutie bij 1 TeV is immers verslechterd tegenover 500 GeV.

Ook kunnen we ook nog de Castor elektron resolutie vermelden die getoond wordt in figuur 3.13a. Deze resolutie is effectief beter dan de pion resolutie wat de theorie bevestigt en een gevolg is van de grote fluctuaties in hadronische showers. Tenslotte vermelden

²⁴In wolfram hebben we $\lambda_I = 191.9 \text{ g/cm}^2$.

²⁵Inderdaad, een 100 GeV muon zal enkel $13 \times 450 \text{ MeV} = 5.85 \text{ GeV}$ verliezen in Castor.

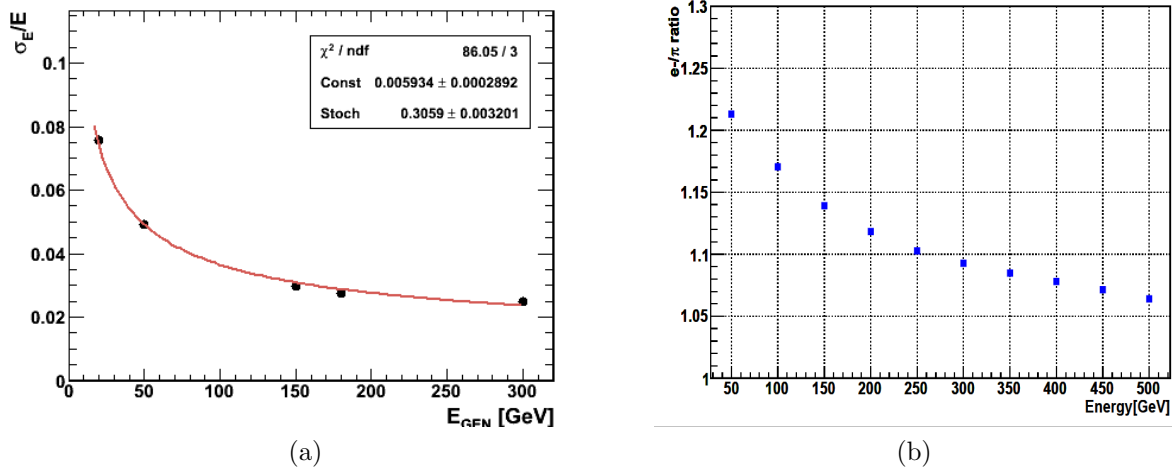


Figuur 3.12: Castor pion simulatie resolutie bij een verschillend aantal modules

we de Castor e/π factor bepaald aan de hand van simulaties in figuur 3.13b. Ook dit resultaat bevestigt de theorie en laat zien dat Castor effectief een niet-compenserende calorimeter is met een niet-lineaire hadron respons. [33] [34]

3.3.3 Beam Tests

Beam Tests zijn zeer belangrijk bij de ontwikkeling van een calorimeter. Dit begrip duidt op het plaatsen van een calorimeter, of eerder een prototype ervan, in een deeltjesbundel waarvan men weet welke deeltjes met welke energie of impuls er op de detector geschoten worden. Door het verplaatsen van de calorimeter tegenover de bundel zelf, kan men dan ook positiemetingen doen. Doordat de begincondities van de deeltjes in principe gekend zijn, kan men hierdoor de eigenschappen van de calorimeter onderzoeken. Zo kan men de respons op elektronen, pionen en muonen nagaan bij verschillende energieën en posities. Hieruit kan men dan resoluties bepalen, e/π factoren, lineariteit, enz. Deze metingen zijn zeer belangrijk omdat men het gedrag van de calorimeter effectief in realiteit onderzoekt. De ervaringen die men hieruit haalt zijn noodzakelijk voor de echte in gebruikname van de detector en zorgen voor een continue verbetering van de calorimeter zelf, de uitleeselectronica, analysemethoden, kalibraties, enz. [22]



Figuur 3.13: (a) Castor elektron simulatie resolutie. [33] (b) Castor e/π factor bepaald via simulaties. [34]

Ook Castor heeft een aantal beam tests achter de rug waarin telkens een nieuw prototype werd onderzocht.

- 2003: Beam test van een eerste prototype waarvan de lineariteit en resolutie bestudeerd werd met elektronenbundels (20-200 GeV). Verschillende detector configuraties zijn getest, zoals kwartsplaten en fibers, verschillende reflectiematerialen voor de lichtgeleiders en een vergelijking van enkele lichtdetectoren. [26]
- 2004: Test van het tweede prototype waarvan de lineariteit, resolutie en positiemetingen bepaald zijn. Dit werd gedaan met 20-200 GeV elektronen, 20-350 GeV pionen en 50,150 GeV muonen. Ook in deze test heeft men de respons van fotodiodes vergeleken met die van PMT's. [27]
- 2007: Beam test van een laatste prototype²⁶ (1 volledig geassembleerd octant, 2 sectoren). Tijdens deze test zijn de lineariteit, resolutie en uniformiteit bestudeerd aan de hand van 10-200 GeV elektronen, 20-350 GeV pionen en 50,150 GeV muonen. [28]
- 2008: Tweede beam test van hetzelfde prototype met verbeterde kwartsplaten en uitleeselektronica waarmee men meer metingen heeft uitgevoerd van de lineariteit, resolutie, uniformiteit en positie. [30]

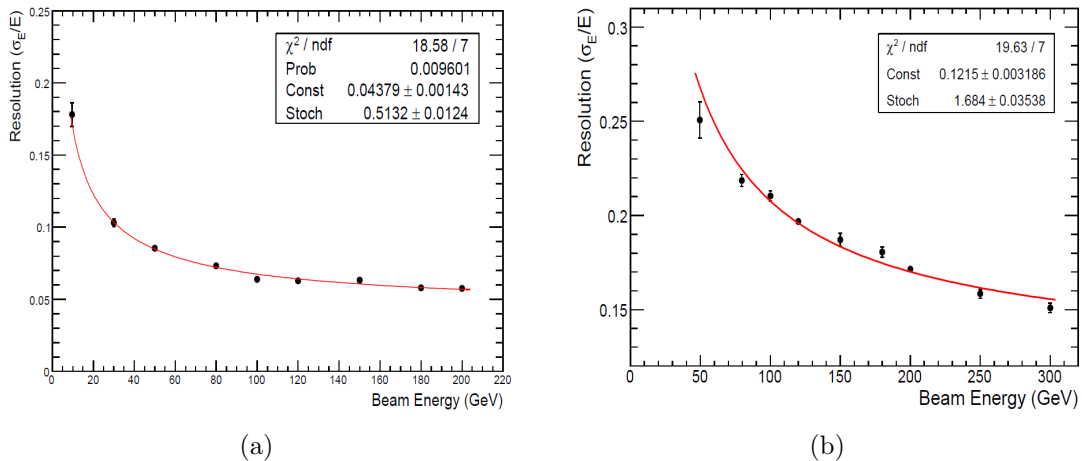
Alle beam tests zijn uitgevoerd met bundels afkomstig van de CERN SPS²⁷ versneller. Een laatste beam test zal plaatsvinden eind mei 2009 vooraleer de calorimeter definitief

²⁶Aan deze test heb ik zelf actief meegewerkt in het kader van mijn mobiliteits stage.

²⁷Super Proton Synchrotron. Deze versneller zal gebruikt worden om bundels in de LHC te injecteren.

in CMS geïnstalleerd wordt. Tijdens deze test zal oa. de respons van de nieuwe SPACAL PMT's gemeten worden.

Als laatste kunnen we enkele resultaten van zo'n beam test bekijken en zien of deze overeenkomen met de gebruikte simulatieprogramma's. Dit is belangrijk aangezien men uit de informatie afkomstig van test beams de (simulatie)software kan (en moet) verbeteren zodat het resultaat zo realistisch mogelijk is en een juiste interpretatie en verwerking van de signalen mogelijk is. Zo kunnen we bijvoorbeeld de resoluties van de Castor 2007 beam test [28] bekijken. Deze worden getoond voor elektronen en pionen in figuren 3.14a en 3.14b. We zien dat de pion resolutie redelijk goed overeenkomt met deze bepaald door simulaties (figuur 3.12 - All modules punten) maar dat de elektron resolutie verkregen uit de beam tests slechter is dan de simulatie resolutie (figuur 3.13a). Dit is oa. te wijten aan de non-uniformiteit²⁸ van de calorimeter die vooral tot uiting komt in het EM deel (zie [28]) en momenteel niet aanwezig is in de simulatie.



Figuur 3.14: (a) Castor beam test 2007 elektron resolutie. [28] (b) Castor beam test 2007 pion resolutie. [28] De data is in beide grafieken gefit met vergelijking (3.18).

²⁸De calorimeter heeft binnenin 1 uitleeskanaal een positie afhankelijke respons omwille van de (kwarts)platen constructie wat leidt tot verschillende detectie efficiënties.

4 Castor Software

In dit hoofdstuk starten we met een korte bespreking van de Castor Full Simulation, Digitization en Low Level Reconstruction software waarna we dieper ingaan op de High Level Reconstruction en Fast Simulation software die grotendeels in het kader van deze thesis ontwikkeld en toegepast is.

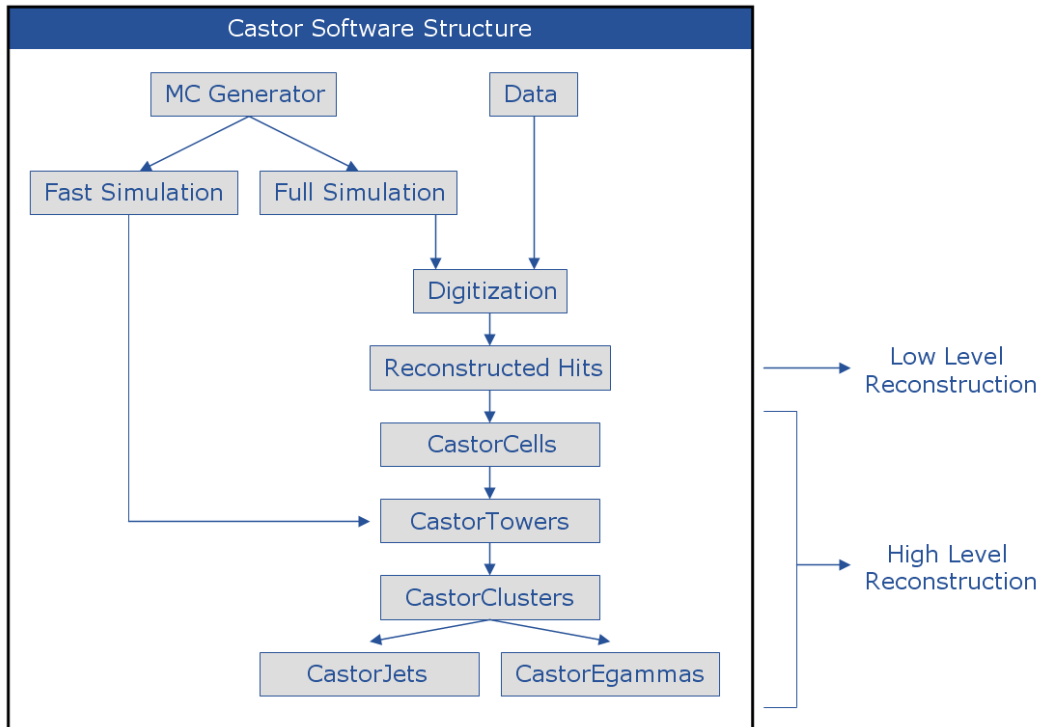
4.1 Structuur

Even belangrijk als de detector zelf, is de software die gebruikt wordt om de data uit te lezen en te verwerken. Het probleem dat zich echter stelt bij dit soort experimenten is dat er geen kant-en-klare software pakketten bestaan en men deze dus zelf moet ontwerpen. Het uitlezen en verwerken van de data is een niet triviale opdracht en vereist software die speciaal afgestemd is op de detector en bovendien voldoet aan alle voorop gestelde eisen. Elke detector is immers anders en heeft bijgevolg ook aangepaste software nodig. Belangrijk is uiteraard dat de software de data verwerkt op een manier waarmee men later kwalitatieve statistische studies kan doen. Maar er zijn ook andere elementen waarmee men rekening moet houden. Zo speelt ook de grootte van de geproduceerde objecten samen met de snelheid van de verwerking een grote rol. De LHC produceert immers immens veel botsingen waarvan er slechts een zeer kleine fractie wordt verwerkt en bewaard. Verder is het ook nodig dat de software zonder problemen past in het framework van de CMS detector zodat een vlotte verwerking van LHC data mogelijk is. Naast data wordt er ook veel gebruikt gemaakt van Monte Carlo(MC) simulaties en moet de code ook hiermee goed overweg kunnen. Een groot deel van de software is zelfs enkel voor MC simulaties gezien men hiermee de software kan testen en in afwezigheid van data, voorspellende fysica studies kan doen wat belangrijk is voor oa. het bestuderen van trigger algoritmes en het begrijpen of verbeteren van de detectoren.

De software ontwikkeld voor het CMS experiment gaf men de naam **CMSSW**¹ en is een verzameling van C++ code die een fysicus in staat stelt om op verschillende niveaus om te gaan met data of MC simulaties afkomstig van verschillende subdetectors. Ook de software voor de Castor detector werd in dit framework ontworpen zodat het volledig compatibel is met het gehele experiment. De volledige CMS software bespreken valt buiten dit werk, maar het bespreken van de ontworpen Castor software structuur geeft reeds een goed beeld van het geheel. In figuur 4.1 ziet men een schema dat een overzicht

¹Compact Muon Solenoid SoftWare

toont van de verschillende onderdelen. In het kader van mijn master thesis heb ik de software ontworpen voor de *Fast Simulation* en *High Level Reconstruction* waar we verder dieper op in zullen gaan en heb ik meegeholpen met het op punt stellen van de *Full Simulation*, *Digitization* en *Low Level Reconstruction* die eerst kort besproken worden.



Figuur 4.1: Schema dat de software structuur verduidelijkt

4.1.1 MC Generators en data

Het vertrekpunt van de softwareketen is ofwel een MC generator of de verkregen LHC data. Een MC generator is een programma dat aan de hand van Monte Carlo technieken de resultaten van verschillende interacties, zoals proton-proton verstrooiingen, kan berekenen². Zo is het bv. mogelijk om met een MC generator zoals PYTHIA verschillende Higgs vervallen te genereren. Ook minimum bias³ processen, jets, Drell-Yan vervallen, etc... kunnen geselecteerd worden. Dit maakt het mogelijk om, zonder echte data, te voorspellen hoe deze vervallen eruit zien op detector niveau en er selectie studies mee te maken. Naast PYTHIA is ook *particle gun* een zeer handig programma. Dit kan bijvoorbeeld telkens één pion genereren op een bepaalde plaats(in het η - ϕ vlak) met een vooraf

²Hiervoor zal het oa. matrix element berekeningen en parton showers gebruiken, zie ook figuur 2.17

³Met deze processen bedoelt men meestal hadron-hadron botsingen zonder enige interactie preselectie. [35]

bepaalde energie. Zo is het mogelijk om op een preciese manier de ontworpen software te testen en te configureren zodat men het beste fysische resultaat krijgt. De objecten die geproduceerd worden door een MC generator noemt men de *Generated Particles* en men weet dus a priori welk deeltje er op een bepaalde plaats in de detector komt. Dit in tegenstelling tot echte data die men verkrijgt door signalen van een detector uit te lezen. De informatie op dit *Generator Level* niveau houdt geen rekening met de detector structuur of andere fysische beperkingen en is dus een puur theoretisch resultaat. [35]

Indien we beschikken over echte data en geen MC productie nodig hebben, gaan we direct naar de *Digitization* stap. Dit gebeurt door een software pakket *RAW2DIGI* genaamd dat onbewerkte digitale detector signalen (RAW data) omzet naar *Digi* objecten die verder besproken worden.

4.1.2 Full Simulation

Wanneer men gebruik maakt van een MC generator om zelf processen te genereren is de tweede stap in de software keten de *Fast* of *Full Simulation*. Het doel van deze software onderdelen is om de weg die een deeltje aflegt in een detector zo goed mogelijk te simuleren. De *Full Simulation* is de meest preciese en gaat stap voor stap het traject van het deeltje in de detector berekenen. Dit gebeurt, aan de hand van een gedetailleerde geometrische beschrijving van de detector, door de gegenereerde deeltjes doorheen de detector te volgen en alle interacties van het deeltje met de materie te berekenen. Naast de gegenereerde deeltjes, die we de *primaire* deeltjes noemen, kunnen er ook *secundaire* deeltjes ontstaan als gevolg van deze interacties (bijvoorbeeld Bremsstrahlung en paarproductie). De verschillende materialen van de detector worden ofwel als een *dood materiaal* beschouwd, ofwel als een *gevoelig materiaal* waarbij men in tegenstelling tot het dode materiaal de resultaten zal uitlezen door bv. een fotomultiplicator. De software ontwerper kan dan in deze materialen zelf programmeren wat er gebeurt naargelang de fysica en structuur van de detector en het uiteindelijke resultaat van een deeltje dat interageert in de detector en hierbij energie verliest wordt opgeslagen als een *gesimuleerde hit*. Wanneer alle primaire deeltjes al hun energie verloren zijn, of de detector verlaten hebben, gaat de software verder met de secundaire deeltjes te verwerken tot dat ook deze allemaal verdwenen zijn. Het simulatieprogramma creëert zo, vertrekkend van één generator deeltje, een particle shower in de detector.

Bij de Castor calorimeter beschouwd men de wolfram platen als het dode materiaal, en de kwarts platen als het gevoelige materiaal. De simulatie van het energieverlies van een inkomend deeltje gebeurt dan door in alle wolfram en kwarts platen de interactie met de materie te berekenen en op te slaan. Zo zal vanuit één deeltje een deeltjeslawine ontstaan in de Castor calorimeter door de interacties met alle platen. In elke kwartsplaat, die slechts voor een klein deel bijdraagt tot het maken van de deeltjeslawine, kunnen de deeltjes *Čerenkov* fotonen produceren die uiteindelijk via een lichtgeleider gedetecteerd

worden door een PMT. Wat men dan als output krijgt in de Castor simulatie is een aantal foto-elektronen(N_{ofPE}) voor elke kwartsplaat:

$$N_{\text{ofPE}} = N_{\text{ofCher}} \cdot P_{\text{MTeff}} \cdot Q_{\text{eff}}$$

Hierbij is N_{ofCher} het aantal geproduceerde *Čerenkov* fotonen dat vermenigvuldigd wordt met de efficiëntie van de PMT en de lichtgeleiders(P_{MTeff}) samen met deze van de kwartsplaten(Q_{eff}). Men krijgt uiteindelijk een totaal beeld van de deeltjeslawine in Castor door voor elke readout unit (zie 3.3.1) het aantal geproduceerde foto-elektronen op te slaan. Maakt men de som van alle foto-elektronen over heel de detector kan men, mits een juiste kalibratie, het totale energieverlies berekenen. In CMSSW is de simulatie software gebaseerd op GEANT4⁴ en is de Castor simulatie een uitbreiding van de standaard CMS code. De input van een Castor simulatie zijn gegenereerde deeltjes(door de MC generator), en de output is een collectie gesimuleerde hits⁵ die een aantal foto-elektronen bevatten en een particle shower beschrijven. [38]

4.1.3 Digitization

De digitalisatie is de volgende stap na de *Full Simulation* of de eerste wanneer men vertrekt vanuit echte data. Het object dat in deze stap gemaakt wordt noemt men een *digi*. Dit is een object dat een digitaal signaal voorstelt in één uitleeskanaal⁶. Een digi bestaat uit 10 tijdbins en elke tijdsbin heeft een geheel aantal *ADC counts* die het signaal voorstellen. Naast dit bevat een digi echter ook alle informatie van de uitleeselektronica die gebruikt is. Zo weet men perfect vanwaar het signaal afkomstig is, en door welke elektronica het verwerkt is. Als men vertrekt van de gesimuleerde hits die het aantal foto-elektronen bevatten heeft men enkele stappen nodig om een digi te bekomen. Eerst worden de foto-elektronen in de hits omgezet naar elektronische pulsen in femtoCoulombs(fC) waarbij men gebruikt maakt van de tijd van een hit om de pulsen te superponeren in een uitleeskanaal. Bij deze elektronische puls wordt dan ruis toegevoegd waarna alles in digitale vorm wordt omgezet(fC naar ADC). [38]

4.1.4 Low Level Reconstruction

Na de digitalisatie worden de digi objecten, die een digitaal signaal per uitleeskanaal voorstellen, terug geconverteerd naar *gereconstrueerde hits*(*RecHits*) die een hoeveelheid energie(GeV) per uitleeskanaal voorstellen. Dit proces noemt men de *Low Level Reconstruction*(zie figuur 4.1). Na deze stap kan men dus maximaal 224 gereconstrueerde hits krijgen die elk een bepaalde energie en positie hebben. Maakt men de som van al deze

⁴Dit is een algemeen softwarepakket dat ook buiten CMS gebruikt wordt, voor meer informatie zie [36]

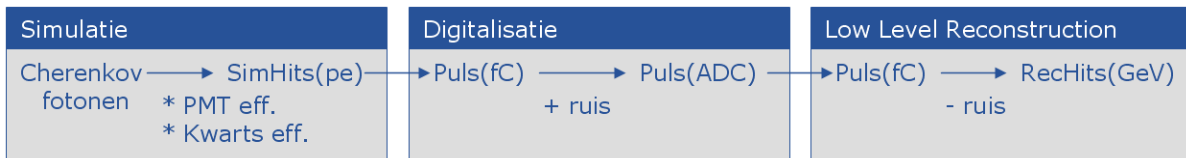
⁵Deze C++ objecten genaamd `P caloHits` bevatten dus het aantal foto-elektronen, maar ook de positie en de tijd van de hit in de detector.

⁶Voor Castor is dit 1 RU wat 5 kwartsplaten omvat.

hits, dan krijgt men de totale gedeponeerde energie(in GeV) in Castor. De conversie van digi objecten naar gereconstrueerde hits gebeurt in 2 stappen. Eerst worden de ADC counts van de digi objecten terug omgezet naar femtoCoulombs. Daarna wordt een deel van de puls geselecteerd en gesommeerd naar een totale energie in GeV eenheden. Hierbij werd de ruis terug afgetrokken en werd een versterkingsfactor gebruikt om van fC naar GeV te gaan. [38]

4.1.5 Kalibratie

Ondanks we op dit punt, kijkende naar figuur 4.1, schijnbaar slechts een klein deel van de software hebben besproken, heeft een gegeneerd deeltje reeds een hele weg afgelegd die we iets gedetailleerder in figuur 4.2 zien. Een gegeneerd deeltje wordt dus gesimuleerd



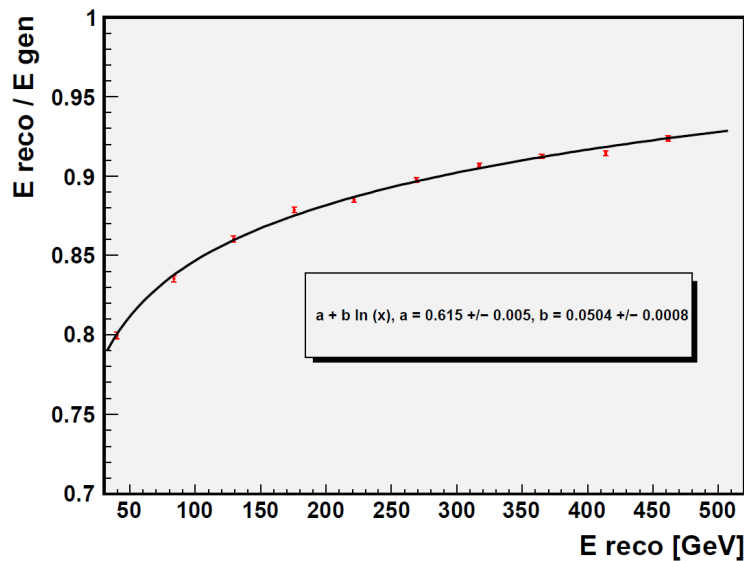
Figuur 4.2: Schema dat de verschillende conversies verduidelijkt, vertrekkend van een gegeneerd deeltje

in de *Full Simulation* wat door *Čerenkov* fotonen productie leidt tot het ontstaan van een particle shower. Alle interacties dat het deeltje in het detectormateriaal produceerde worden opgeslagen in SimHits(gesimuleerde hits) die foto-elektronen(pe) bevatten. De digitalisatie maakt hier pulsen van in fC en converteert deze naar ADC counts. Daarna converteert de *Low Level Reconstruction* deze terug in fC en sommeert ze tot RecHits(gereconstrueerde hits) die een energie(GeV) bevatten. Om al deze stappen te kunnen doen heeft men echter de juiste conversieparameters nodig. Deze worden berekend aan de hand van de detector specificaties en de beam-test resultaten. Sommige van deze parameters kan men zelfs per uitleeskanaal berekenen en opslaan. Zo kan men voor elk uitleeskanaal een PMT versterking, ADC parameter, ruis, enz... ingeven om te gebruiken. Het is echter niet zo dat deze parameters hetzelfde zijn voor alle deeltjes en energieën. De Castor calorimeter is een niet compenserende *Čerenkov* detector en heeft, zoals we gezien hebben in hoofdstuk 3, een niet lineaire respons voor hadronen aangezien een hadronische shower bestaat uit een elektromagnetische component(voornamelijk π^0 vervallen) en een puur hadronische die beide afhangen van de energie. Castor zal dus verschillend reageren op elektronen en pionen wat we vanzelfsprekend in de software moeten verwerken. Doen we dit niet dan zouden we veel te weinig energie reconstrueren voor hadronen en een verkeerd beeld krijgen van de energieafzettingen in Castor wat onaangename gevolgen heeft voor de voorwaartse jet analyse.

Wat men nu doet is de detector kalibreren voor elektronen, dit is de parameters bepalen

nodig voor alle conversies, aan de hand van de detector specificaties en data afkomstig van beam tests. De reden hiervoor is dat elektronen een lineaire respons hebben en hun energie vrijwel volledig gereconstrueerd kan worden. Als we dan alle parameters bepaald hebben zodat een 50 GeV gegenereerd elektron effectief een collectie gereconstrueerde hits produceert waarvan de som ongeveer 50 GeV bedraagt, gebruiken we deze parameters ook voor hadronen, maar zullen we later in de software een correctie uitvoeren die de niet-lineaire respons van de hadronen compenseert. Om er voor te zorgen dat deze correctie enkel gebeurt voor hadronen moeten we een selectiemethode toevoegen die aan de hand van de beschikbare eigenschappen beslist of de particle shower al dan niet van elektronen of hadronen afkomstig is.

Als men nu met deze parameters pionen (π^+) in Castor simuleert voor verschillende energieën (50 - 500 GeV) en de verhouding maken van de totale gereconstrueerde energie⁷ (E_{reco}) en de energie van het gegenereerde deeltje (E_{gen}) kunnen we een grafiek maken van de niet-lineaire respons. Deze is te zien in figuur 4.3. De data punten zijn gefit met de functie $0.0504 \cdot \ln(E_{reco}) + 0.615$ en deze zullen we later⁸ gebruiken om de compensatie uit te voeren zodat de volledige pion energie gereconstrueerd wordt. Merk op dat de verhouding in figuur 4.3 gegeven wordt in functie van de E_{reco} energie. De reden hiervoor is dat we in realiteit de gegenereerde energie niet kennen en de software de correctie moet doorvoeren op de gemeten, gereconstrueerde energie.



Figuur 4.3: De verhouding E_{reco}/E_{gen} voor verschillende gereconstrueerde pion energieën. [39]

⁷De som van alle RecHit energieën.

⁸In de laatste software stap na een elektron/pion selectie.

4.2 High Level Reconstruction

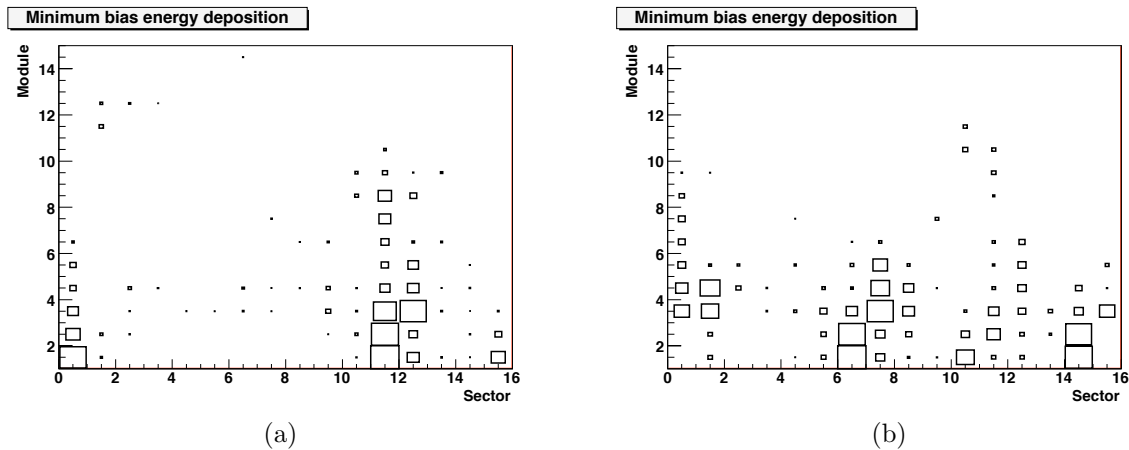
Tot nu toe hebben we gezien hoe men van een MC productie, of data, de signalen verwerkt tot gereconstrueerde hits die een gedetecteerde energie (in GeV) per Castor uitleeskanaal voorstellen en samen een particle shower vormen waarvan de totale energie een maat is voor de energie van het oorspronkelijke deeltje. Het resultaat is vergelijkbaar met figuren 3.10a en 3.10b maar het gemiddelde shower profiel zal gegeven zijn in GeV's in plaats van foto-elektronen en door de conversies, waarbij onder andere ruisbewerkingen zijn gedaan, zal de vorm van het profiel niet exact hetzelfde zijn.

Deze profielen zijn echter afkomstig van één enkel deeltje dat in de detector geschooten wordt. De vraag die we ons nu moeten stellen is: hoe zullen de shower profielen in Castor eruit zien indien er meerdere deeltjes de detector binnendringen en hoe moeten we deze informatie verwerken? Als de gegevens⁹ van de MC generator beschikbaar zijn vormt dit niet zo'n probleem, we weten immers wat er moet gebeuren in de detector. Vertrekken we echter vanuit LHC data zien we enkel een verdeling van gereconstrueerde hits in Castor zonder verdere informatie en moeten we zelf kunnen bepalen welke deeltjes waar in Castor terechtgekomen zijn. Dat dit een niet triviale opdracht is zien we aan de hand van figuren 4.4a en 4.4b die het resultaat tonen van 2 gegenereerde en gesimuleerde minimum bias events (er is nog geen reconstructie uitgevoerd dus de particle showers worden nog in foto-elektronen gegeven).

In figuur 4.4a kunnen we nog vrij goed 2 verschillende showers onderscheiden. In sectoren 0 en 15 ziet men het resultaat van 3 fotonen die Castor binnendringen en sectoren 11 en 12 bevatten 2 fotonen en een π^- deeltje. De verdelingen in figuur 4.4b zijn echter minder duidelijk te onderscheiden. In sectoren 0 en 1 bevinden zich een π^- en π^+ deeltje, sectoren 6-7 tonen het resultaat van 4 fotonen en 1 π^+ . Tussen sectoren 10-12 zien we dan een shower veroorzaakt door 1 foton, 1 π^- en 1 π^+ deeltje. Tenslotte drong er ook nog een π^- deeltje binnen in sector 14. Daar waar in figuur 4.4a het analyseren van het resultaat nog meevalt zal dit voor figuur 4.4b veel moeilijker zijn. Hoe gaan we de particle showers scheiden en identificeren?

Tijdens het verwerken van de particle showers moeten we in de eerste plaats rekening houden met de analyses die we met Castor willen doen. Gezien de studie van de kwantum-chromodynamica bij hoge partondichtheden vooral gebaseerd is op het analyseren van voorwaartse jets (zie hoofdstuk 2), is het belangrijk een onderscheid te maken in Castor tussen wat men een jet noemt en dat wat geen jet is. Jets zijn in principe een collectie van hadronen die in een smalle kegel in het (η, φ) vlak vanuit het interactiepunt vertrekken, een detector bereiken en hierin een particle shower veroorzaken. Voor Castor is het dan zeer belangrijk dat men deze particle showers kan onderscheiden van

⁹Hiermee bedoelen we de energie, positie en type van de geproduceerde deeltjes.



Figuur 4.4: (a) en (b) Random resultaten van een minimum bias botsing in Castor.

showers veroorzaakt door elektronen. Een laag energetische pion kan bijvoorbeeld een particle shower creëren die hard lijkt op die van een hoog energetisch elektron (zoals in figuur 4.4b). Om het onderscheid te kunnen maken moeten we dus een selectiemethode ontwikkelen die gebruikt maakt van zoveel mogelijk beschikbare eigenschappen van de particle showers. Dit is wat we zullen doen in de *high level reconstruction*. We ontwerpen objecten op verschillende niveau's die telkens een bepaald aantal eigenschappen hebben. Een object op een hoger niveau is een combinatie van objecten op een lager niveau en zal bijgevolg ook meer eigenschappen kunnen hebben. De bedoeling is om uiteindelijk tot objecten te komen waarmee het mogelijk is een jet/elektron selectie uit te voeren zodat men daarna de pion kalibratie kan toepassen. Het zullen dan ook deze objecten zijn die uiteindelijk gebruikt worden in de echte fysica analyses. Op dit punt moeten we dan geen rekening meer houden met een collectie van gereconstrueerde hits, maar men heeft jet objecten die bijvoorbeeld een energie, positie, diepte, breedte en E_{em}/E_{tot} fractie kunnen hebben.

De reden waarom we eerst de high level reconstruction bespreken is omdat de ontworpen Castor fast simulation gebruik maakt van de high level reconstruction objecten (zie figuur 4.1). Bij het starten van de ontwikkeling van deze software pakketten moest ik dan ook eerst een versie van de high level reconstruction objecten maken vooraleer de ontwikkeling van de fast simulation kon starten.

4.2.1 Overzicht

Vooraleer we alle objecten apart bespreken en hun ontwikkeling toelichten tonen we een overzicht in figuur 4.5. De pijlen duiden aan dat de onderste objecten telkens gemaakt worden van de vorige objecten. De totale high level reconstruction houdt dus in dat er eerst *CastorCell* objecten gemaakt worden. Deze worden gecombineerd

tot *CastorTower* objecten die op zich gecombineerd worden in *CastorCluster* objecten. Uiteindelijk kunnen we dan een onderscheid maken tussen jets en elektronen/fotonen zodat er *CastorJet* en *CastorEgamma* objecten ontstaan. Meer specifiek krijgen we:

- *CastorCells*: stellen een energie (in GeV) voor per uitleeskanaal. Ze worden gemaakt van de *RecHit* collecties en stellen in principe hetzelfde voor maar hun posities worden gegeven in x, y, z, ρ, η en φ . Ze hebben de volgende eigenschappen: energie (E) en positie.
- *CastorTowers*: een tower is de som van alle *CastorCells* in 1 φ sector. Zo kunnen er maximaal 16 towers in een *Castor* detector zijn. Ze hebben volgende eigenschappen: totale energie (E_{tot}), elektromagnetische energie (E_{em}), hadronische energie (E_{had}), E_{em}/E_{tot} fractie (f_{em}), diepte, fractie van de meest energetische cel over de som van alle cellen (f_{hot}), positie en de gebruikte *CastorCell* objecten.
- *CastorClusters*: deze objecten zijn combinaties van *CastorTowers* die met een *jet algoritme*¹⁰ zijn samengebracht. Ze hebben volgende eigenschappen: totale energie (E_{tot}), elektromagnetische energie (E_{em}), hadronische energie (E_{had}), E_{em}/E_{tot} fractie (f_{em}), diepte, breedte, fractie van de meest energetische cel over de som van alle cellen (f_{hot}), standaardafwijking op de gemiddelde cel z positie (σ_z), positie en de gebruikte *CastorTower* objecten.
- *CastorJets*: zijn *CastorClusters* die geselecteerd zijn als jets en daardoor een pionkalibratie ondergaan. Ze hebben dezelfde eigenschappen als *CastorClusters* met een extra E_{cal} eigenschap die de gecalibreerde energie voorstelt.
- *CastorEgammas*: zijn *CastorClusters* die geselecteerd zijn als elektronen of fotonen¹¹. Ze hebben dezelfde eigenschappen als *CastorClusters*.

4.2.2 CastorCells

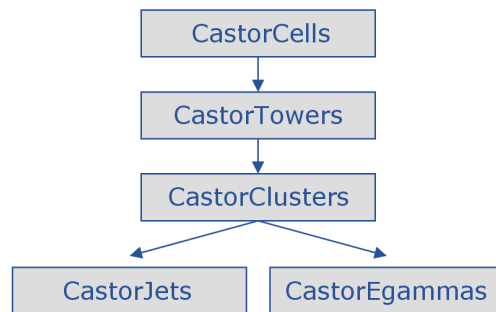
De eerste objecten die we tegenkomen zijn de *CastorCells*. Zij zijn grotendeels een kopie van de gereconstrueerde hits(*RecHits*) maar hun positie wordt bepaald in in de x, y, z, ρ, η en φ coördinaten. Elke cel bevat ook een energie die uitgedrukt wordt in GeV eenheden. De C++ constructor van het object is:

```
CastorCell(const double energy, const ROOT::Math::XYZPoint& position);
```

De code die we gebruiken om de *CastorCells* te construeren zien we hieronder:

¹⁰Hier wijden we verder over uit in de volgende secties.

¹¹*Castor* kan hier alleen geen onderscheid in maken tenzij men in een later stadium toegang krijgt tot de TOTEM T2 track informatie.



Figuur 4.5: Overzicht van de verschillende stappen in de high level reconstruction.

```

for (size_t i = 0; i < InputRecHits->size(); ++i) {
    const CastorRecHit & rh = (*InputRecHits)[i];
    int sector = rh.id().sector();
    int module = rh.id().module();
    double energy = rh.energy();
    int zside = rh.id().zside();

    // define CastorCell properties
    double zCell;
    double phiCell;
    double rhoCell;

    // set z position of the cell
    if (module < 3) {
        // starting in EM section
        if (module == 1) zCell = 14415;
        if (module == 2) zCell = 14464;
    } else {
        // starting in HAD section
        zCell = 14534 + (module - 3)*92;
    }

    // set phi position of the cell
    double castorphi[16];
    for (int j = 0; j < 16; j++) {
        castorphi[j] = -2.94524 + j*0.3927;
    }
    if (sector > 8) {
        phiCell = castorphi[sector - 9];
    } else {
        phiCell = castorphi[sector + 7];
    }

    // add condition to select in eta sides
    if (zside <= 0) zCell = -1*zCell;

    // set rho position of the cell (inner radius 3.7cm, outer radius 14cm)
    rhoCell = 88.5;

    // store cell position
    CellPoint tempcellposition(rhoCell,zCell,phiCell);
    Point cellposition(tempcellposition);

    if (energy > 0.) {

```

```

    CastorCell newCell(energy, cellposition);
    OutputCells->push_back(newCell);
}

} // end loop over CastorRecHits

```

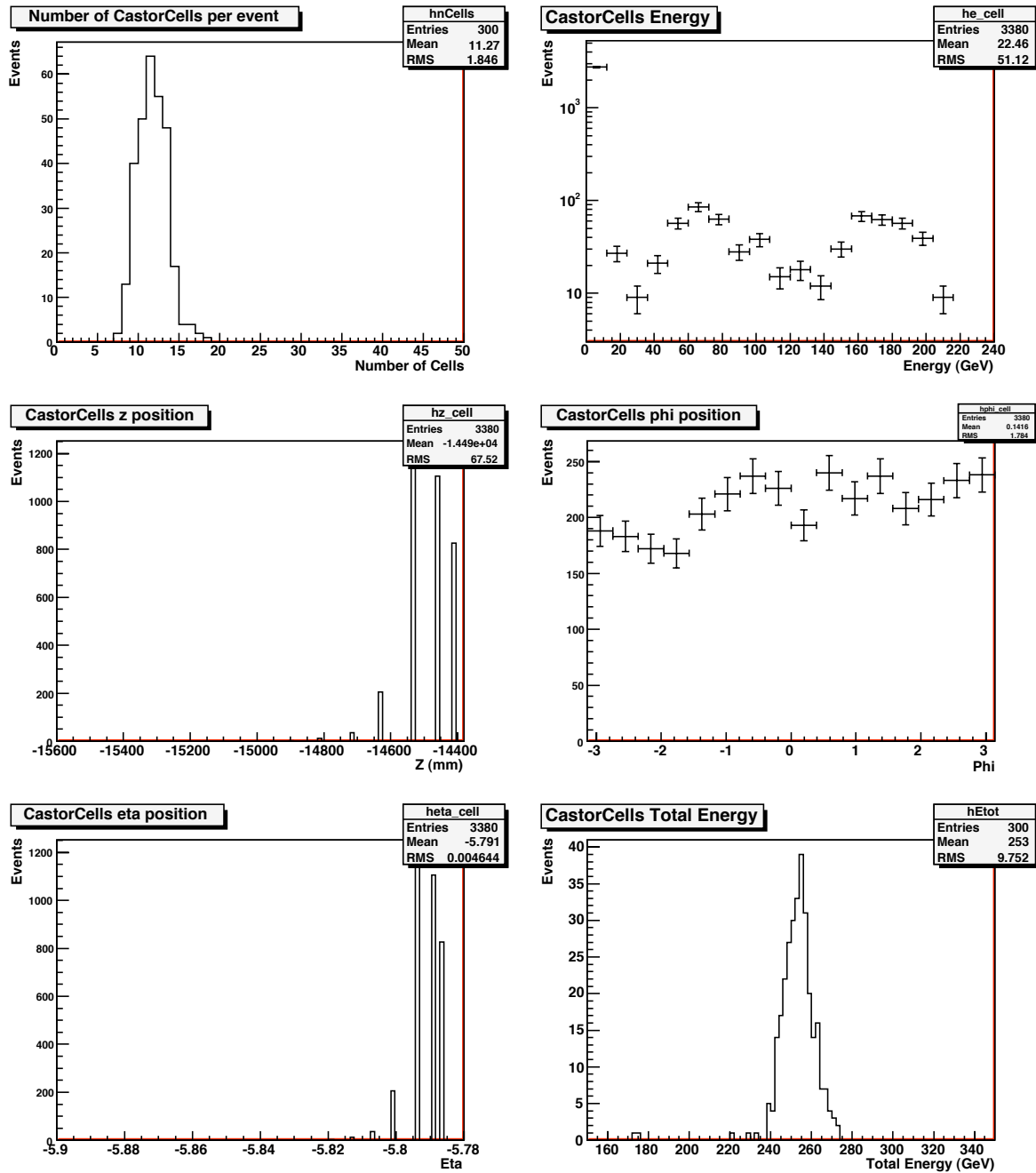
Tijdens het overlopen van alle gereconstrueerde hits bepalen we de posities van de cellen aan de hand van de gegeven Castor specificaties in 3.3.1. Een cel positie komt zo overeen met het midden (in alle coördinaten) van een uitleeskanaal. Als laatste hebben we dan de voorwaarde dat enkel cellen met een energie > 0 worden opgeslagen.

Voorbeelden van de CastorCell eigenschappen zien we in figuren 4.6 en 4.7 voor 250 GeV elektronen die uniform over φ in de detector geschoten werden. Figuren 4.8 en 4.9 tonen hetzelfde maar dan voor pionen van 250 GeV. Bij de elektronresultaten zien we dat het gemiddeld aantal cellen per gebeurtenis ongeveer 11 bedraagt en dat er een piek in de diepte is bij de eerste hadronische sectie. Dit lijkt raar aangezien we verwachten dat elektronen grotendeels binnen de elektromagnetische sectie van Castor geabsorbeerd worden. Het blijkt dat de meeste van deze cellen echter laag energetisch zijn. Dit kunnen we controleren door bijvoorbeeld alle cellen met een energie $E_{cell} < 5$ GeV weg te filteren. In figuur 4.10 zien we het resultaat: het gemiddeld aantal cellen is slechts ≈ 2.5 en aan de 3D plot zien we dat bijna alle diepe cellen weggefilterd zijn. In figuren 4.11a en 4.11b zien we dan een voorbeeldgebeurtenis zonder en met de $E_{cell} > 5$ GeV conditie die duidelijk alle laag energetische cellen, die zich meestal in de hadronische sectie bevinden, verwijdert. We moeten echter opletten met deze voorwaarde. Daar waar de gemiddelde totale energie van alle cellen zonder enige E_{cell} voorwaarde nog 253 GeV bedroeg zal deze gedaald zijn na de $E_{cell} > 5$ GeV conditie tot 246.9 GeV. We moeten dus opletten dat we niet teveel cellen verwijderen en zo te weinig energie reconstrueren.

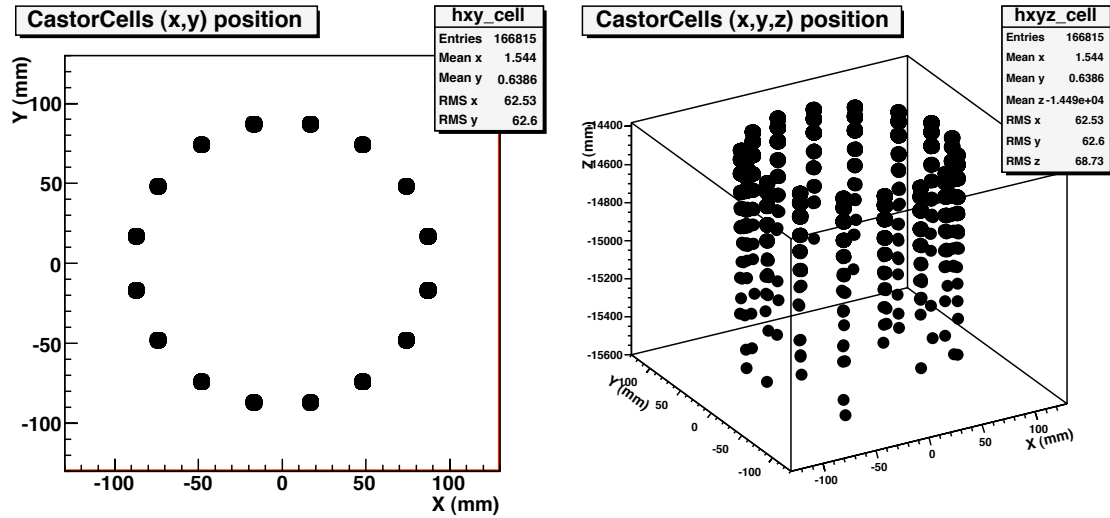
Bij de pionen hebben we een zelfde effect: wanneer we een $E_{cell} > 5$ GeV conditie toevoegen hebben we slechts gemiddeld 6 cellen per gebeurtenis (in plaats van 34) en bedraagt de gemiddelde totale energie 204.8 GeV in plaats van 228.4 GeV. Een voorbeeld van een pion shower waar we de $E_{cell} > 5$ GeV conditie op toepassen zien we in figuren 4.12a en 4.12b. Verder merken we op dat door een gebrek aan goede statistiek bij de elektronen (figuur 4.6) de fouten in het CastorCells energie en φ histogram vrij groot zijn. Toch kunnen we in de energie distributie naast de piek bij 0 twee verdelingen waarnemen rond 60 en 180 GeV wat de energieën van de 2 meest energetische cellen voorstellen in een gebeurtenis. Ook zien we dat de η waarden niet van -5.2 tot -6.6 lopen zoals men zou verwachten. Dit is een gevolg van het feit dat de cel posities gedefinieerd zijn als een punt in het midden van de uitleeskanalen.

4.2.3 CastorTowers

Deze objecten worden gemaakt uit CastorCells en stellen de som voor van alle cellen in eenzelfde φ sector. De C++ constructor ziet er als volgt uit:



Figuur 4.6: CastorCell eigenschappen van 250 GeV elektronen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Het gemiddeld aantal CastorCellen per gebeurtenis ≈ 11 en de totale energie van alle cellen is gemiddeld 253 GeV wat erop duidt dat alle elektronenergie gereconstrueerd wordt.

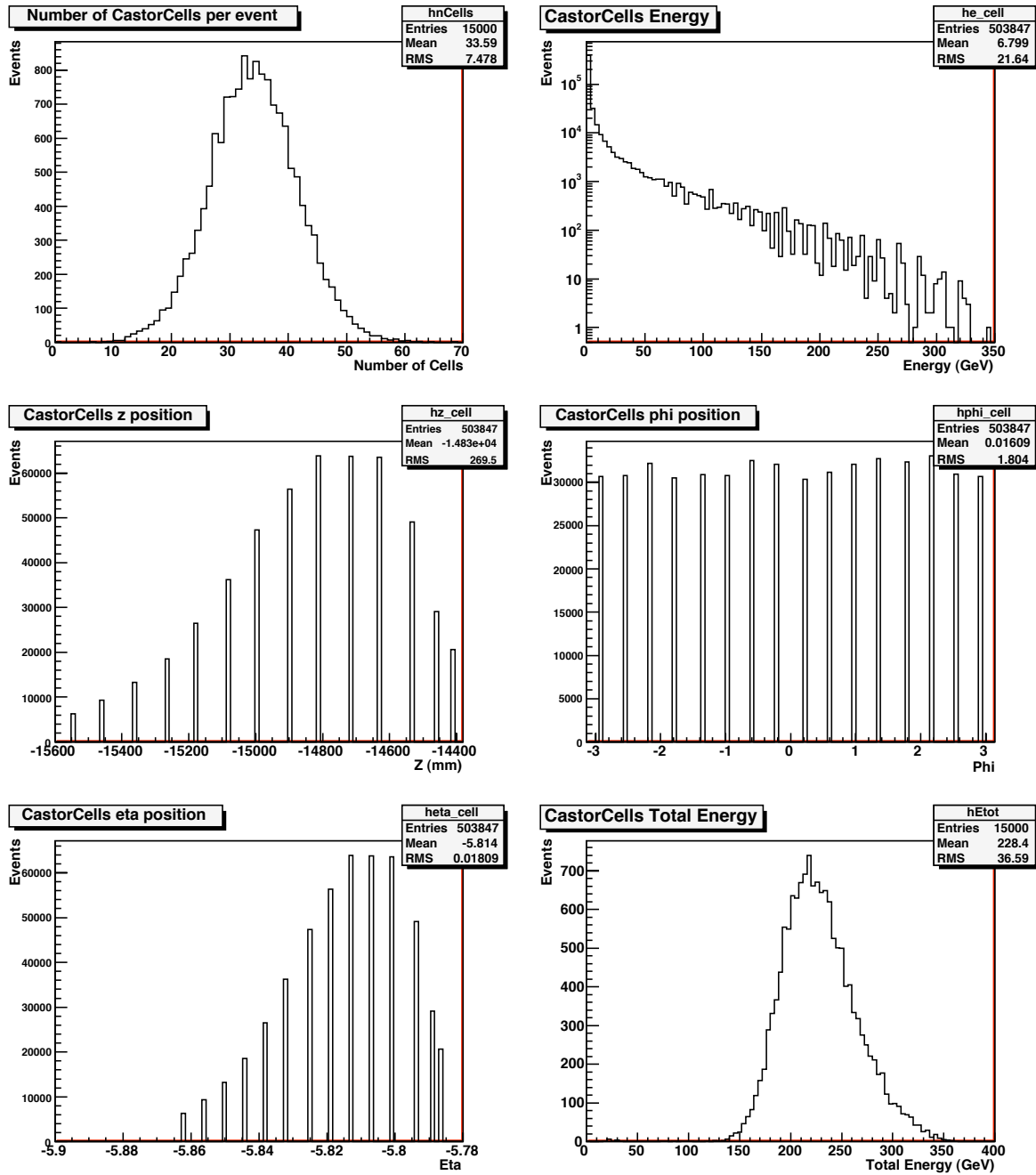


Figuur 4.7: CastorCell (x,y) en (x,y,z) posities van 250 GeV elektronen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Men ziet duidelijk de cilindervorm van de detector die zich rond de bundelpijp(0,0) bevindt.

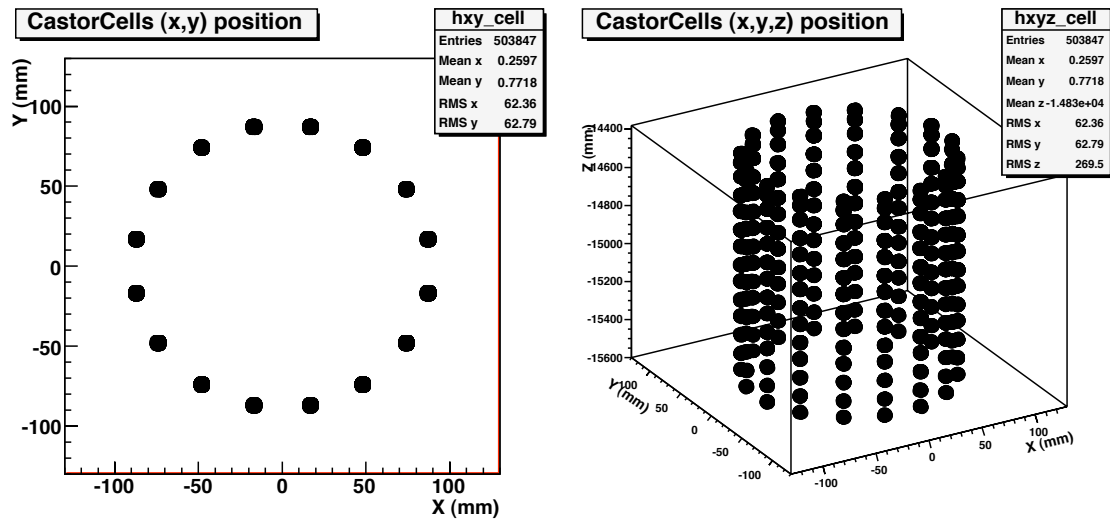
```
CastorTower(const double energy, const ROOT::Math::XYZPoint& position,
            const double emEnergy, const double hadEnergy, const double fem,
            const double depth, const double fhot, const CastorCellRefVector& usedCells);
```

De eigenschappen van deze objecten worden berekend op volgende manier:

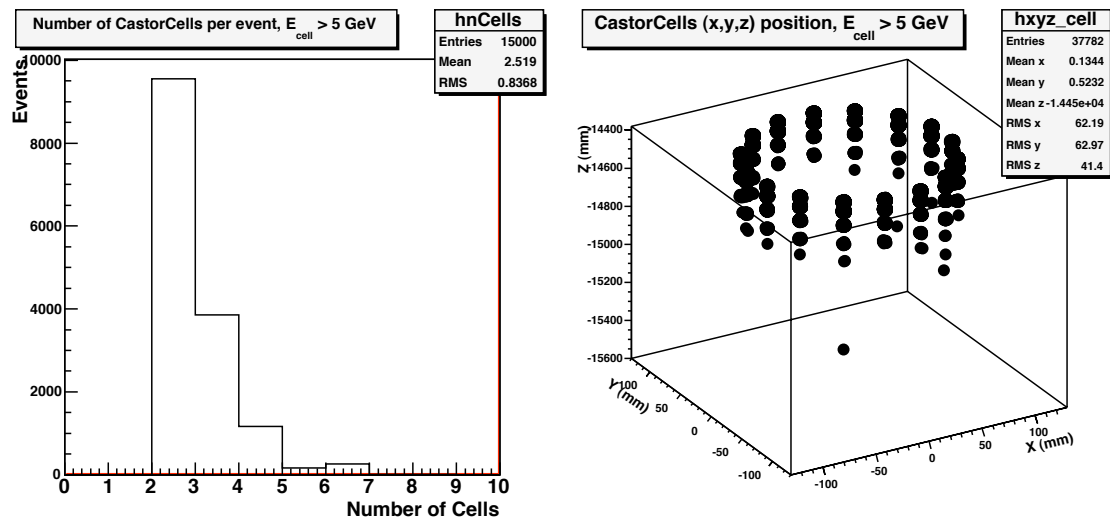
- Energie: $E_{tot} = \sum_i E_i$ waarbij de som loopt over de energieën E_i van alle cellen in dezelfde φ sector.
- Positie: deze wordt gegeven in het (η, φ) en (x, y) vlak maar de z coördinaat zal nu vervangen worden door de diepte van de tower. Omdat de Castor detector slechts 1 η bin heeft, stellen we de η waarde van een tower altijd gelijk aan $-5.2 - (6.6 - 5.2)/2 = -5.9$.
- Elektromagnetische energie: E_{em} is de som van de cel energieën in 1 φ sector enkel in de EM sectie van de detector.
- Hadronische energie: E_{had} is de som van de cel energieën in 1 φ sector enkel in de HAD sectie van de detector.
- f_{em} : de fractie elektromagnetische energie over de totale energie = E_{em}/E_{tot} .
- Diepte: dit is het gewogen gemiddelde van de cel z_i posities met de energie E_i van de cellen: $\langle z \rangle = (\sum_i E_i z_i)/E_{tot}$.



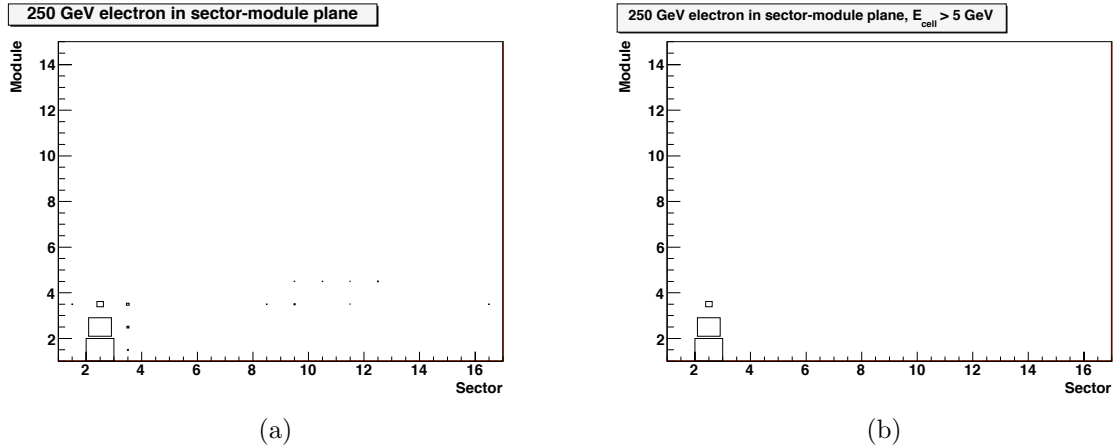
Figuur 4.8: CastorCell eigenschappen van 250 GeV pionen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Het gemiddeld aantal CastorCellen per gebeurtenis ≈ 34 en de totale energie van alle cellen is gemiddeld slechts 228.4 GeV. Dit is een gevolg van de niet-lineaire hadron respons die later gecorrigeerd wordt. Aan de CastorCell z posities zien we dat pionen veel dieper binnendringen dan elektronen.



Figuur 4.9: CastorCell (x,y) en (x,y,z) posities van 250 GeV pionen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Men ziet duidelijk de cilindervorm van de detector die zich rond de bundelpijp(0,0) bevindt. Merk op dat in vergelijking met figuur 4.7 de pionen veel dieper in de detector binnendringen.



Figuur 4.10: Het gemiddeld aantal cellen in Castor en een 3D voorstelling hiervan na een $E_{cell} > 5$ GeV conditie die alle laag energetische cellen verwijderd.



Figuur 4.11: (a) Voorbeeldgebeurtenis van een 250 GeV elektron in Castor zonder enige E_{cell} voorwaarden. (b) Een voorstelling van ditzelfde elektron in Castor maar nu met de conditie $E_{cell} > 5$ GeV. Hierdoor worden de laag energetische cellen in de hadronische sectie verwijderd.

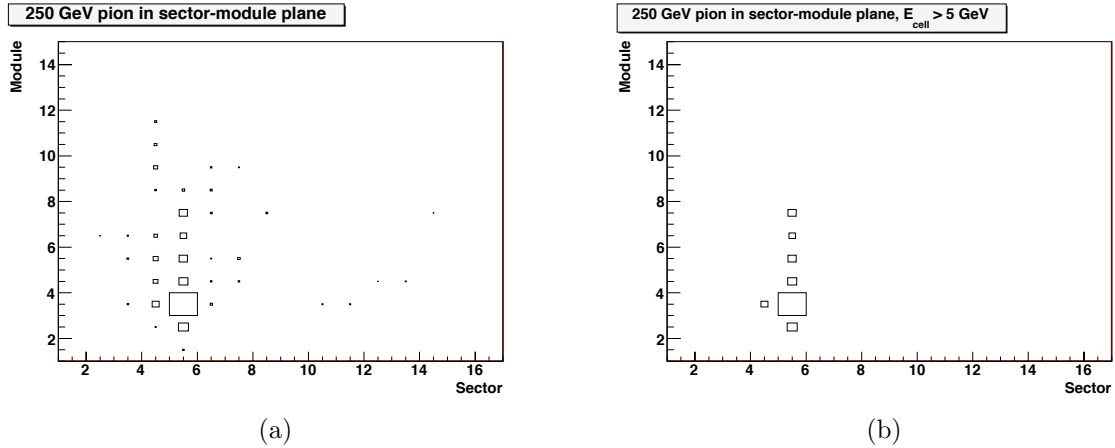
- f_{hot} : De fractie van de energie van de meest energetische cel in de tower over de totale energie = $E_{i,max}/E_{tot}$.

Als parameter in de code hebben we een *Towercut* ingevoerd die de gebruiker zelf kan specificeren en hem de mogelijkheid geeft om CastorTowers onder een bepaalde energie niet op te slaan. De standaardwaarde is momenteel 1 GeV waardoor er reeds veel CastorTowers ten gevolge van ruis verwijderd worden.

De reden voor het invoeren van CastorTowers is dat we nu een object hebben dat een totale energiedepositie voorstelt in een punt in het (η, φ) vlak. Gezien analyses meestal in dit vlak gebeuren is het een belangrijke stap, vooral omdat dit ook het eerste object is dat men kan gebruiken in de CMS L1 trigger. Hiermee kan men dan zeer snel¹² beslissen of een gebeurtenis al dan niet bijgehouden wordt voor verdere analyse. De aan- of afwezigheid van een energiedepositie in een bepaald pseudorapiditygebied is immers een sterke selectiemethode voor een voortwaartse activiteit (jet productie ten gevolge van evolutievergelijkingen) of diffractieve interacties.

Voorbeelden van de CastorTower eigenschappen worden getoond in figuren 4.13 en 4.14 voor elektronen en pionen van 250 GeV. Bij de elektronresultaten zien we een gemiddeld aantal towers van 2 per gebeurtenis die op zich gemiddeld 3 cellen bevatten. De gemiddelde totale energie zonder enige voorwaarden is 251.2 GeV. Kijken we naar de diepte dan merken we 2 pieken op waar de tweede piek te wijten is aan laag energetische towers. Deze towers zijn meestal geconstrueerd uit de laag energetische cellen in figuur

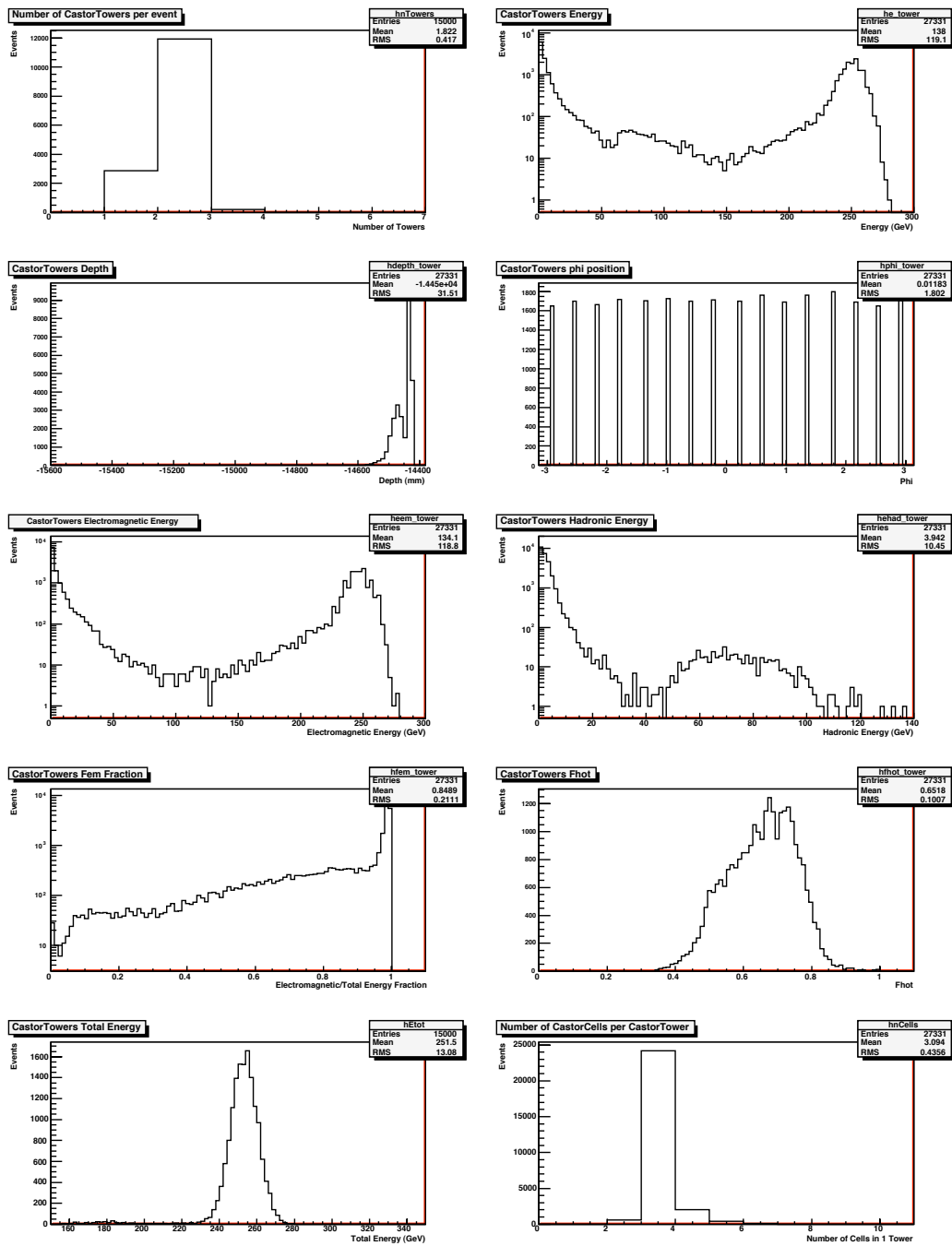
¹²Er moet enkel gesommeerd worden over een aantal energieën.



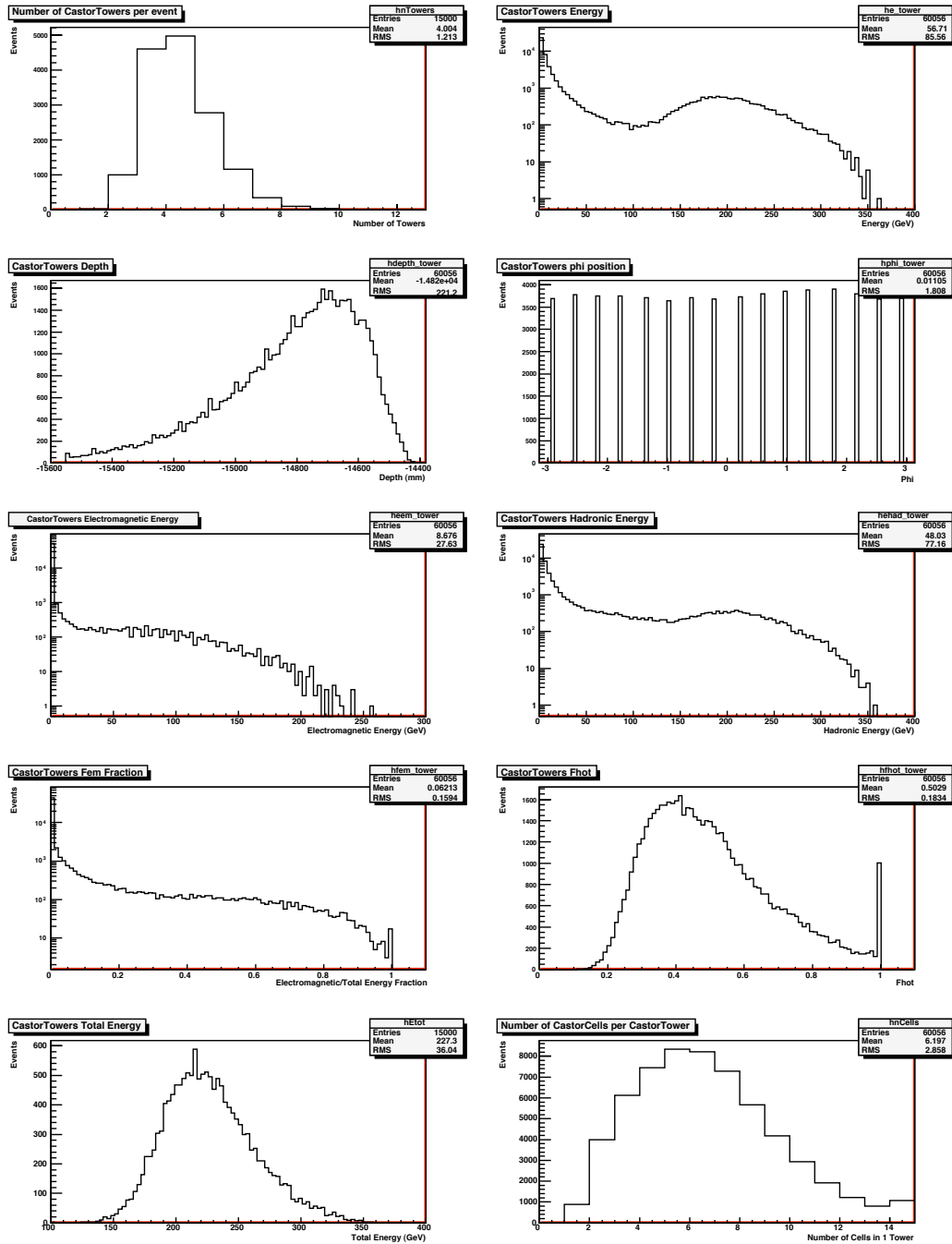
Figuur 4.12: (a) Voorbeeldgebeurtenis van een 250 GeV pion in Castor zonder enige E_{cell} voorwaarden. (b) Een voorstelling van ditzelfde pion in Castor maar nu met de conditie $E_{cell} > 5$ GeV die alle laag energetische cellen verwijderd.

4.11a en zullen ook grotendeels verdwijnen na een energie selectie. Eisen we bijvoorbeeld dat $E_{tower} > 5$ GeV dan blijven er slechts gemiddeld 1.29 towers met 3 cellen over wat een gemiddelde totale energie van 250.3 GeV geeft. Verder merken we op dat een klein deel van de towers een grote hadronische energie heeft. Dit verwacht men niet voor elektronen en kan men niet verklaren met gebeurtenissen getoond in figuur 4.11a. Hier gaan we verder op in bij de bespreking van de cluster objecten.

Bij de pionen zien we dat de distributies meer gespreid zijn door de grotere particle showers. Zonder enige voorwaarden hebben we gemiddeld 4 towers per gebeurtenis die elk 6 cellen bevatten, passen we terug een $E_{tower} > 5$ GeV selectie toe blijven er gemiddeld 2 towers over die 8 cellen bevatten. De laag energetische towers die uit een klein aantal cellen bestaan worden dus verwijderd. Ook hier moeten we oppassen dat we niet teveel energie verliezen: na de selectie blijft er immers nog maar 223.2 GeV over in plaats van 227.3 GeV. Het verwijderen van deze laag energetische towers zorgt ook voor het verdwijnen van de piek bij 1 in de f_{hot} distributie. Dit toont aan dat het grootste deel van de laag energetische towers slechts uit één cel bestaat. Als laatste merken we op dat uit figuur 4.14 blijkt dat we gemiddeld slechts 24 (4×6) cellen hebben per gebeurtenis wat niet overeenkomt met het gemiddelde (34) in figuur 4.8. Dit is het gevolg van de standaard ingebouwde $E_{tower} > 1$ GeV selectie.



Figuur 4.13: CastorTower eigenschappen van 250 GeV elektronen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Het gemiddeld aantal CastorTowers per gebeurtenis ≈ 2 , het gemiddeld aantal cellen per tower ≈ 3 en de totale energie van alle CastorTowers is gemiddeld 251.5 GeV.



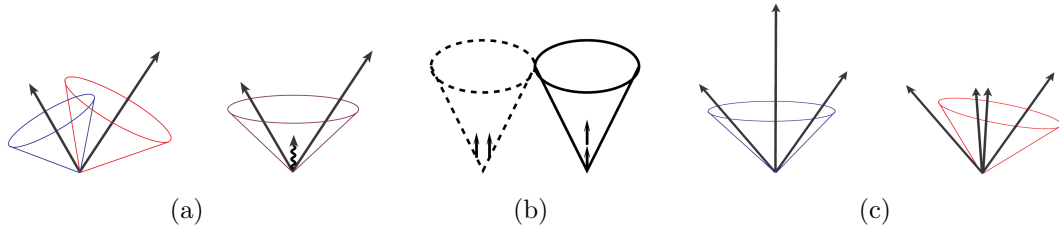
Figuur 4.14: CastorTower eigenschappen van 250 GeV pionen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Het gemiddeld aantal CastorTowers per gebeurtenis ≈ 4 , het gemiddeld aantal cellen per tower ≈ 6 en de totale energie van alle CastorTowers is gemiddeld 227.3 GeV. Merk op dat de distributies veel breder zijn dan bij de elektronen.

4.2.4 Jet Algoritmes

Inleiding

Vooraleer we verder gaan met de bespreking van de CastorCluster objecten is het nodig dieper in te gaan op het begrip *jet algoritmes*. Deze algoritmes zorgen eigenlijk voor een kwantitatieve beschrijving van wat we in figuren 4.4a en 4.4b zien als ‘worden de 2 particle showers gecombineerd of moet men ze gescheiden houden?’ Hiermee wordt ook de definitie van een jet zelf in een kwantitatief kader gebracht. Jet algoritmes zullen dus op een consistente manier nagaan of objecten samengevoegd worden tot een jet of niet. Deze objecten kunnen gegenereerde deeltjes zijn, maar ook detector elementen. Meestal gaat men jet algoritmes definiëren of ontwikkelen op deeltjes niveau waarna ze, indien goed ontwikkeld, ook toegepast kunnen worden in meer detector specifieke situaties. Twee belangrijke eigenschappen dat een jet algoritme moet hebben, wil het consistent zijn, is dat het ongevoelig moet zijn voor infrarode en co-lineaire effecten. [40]

Infrarode effecten duiden op de situatie waarbij een algoritme dat eerst 2 jets selecteert deze jets als 1 jet gaat beschouwen indien er een laag energetisch deeltje tussen beide jets aanwezig is. Dit effect is geïllustreerd in figuur 4.15a. Figuren 4.15b en 4.15c tonen 2 co-lineaire effecten. In figuur 4.15b zien we dat het splitsen van 1 object in 2 co-lineaire objecten met een kleinere energie ervoor zorgt dat een bepaald algoritme in het laatste geval geen jet meer kan construeren omdat de energie van de individuele objecten onder een bepaalde minimale energie ($E_{threshold}$) kan vallen. Figuur 4.15c toont aan dat deze verandering ook kan zorgen voor een verschillende jet reconstructie. [40]



Figuur 4.15: (a) Voorstelling van een infrarood effect waarbij een laag energetisch deeltje tussen 2 objecten wordt uitgezonden. (b) Co-lineair effect dat jet reconstructie verhindert door het opsplitsen van de energie in 2 co-lineaire objecten. (c) Eenzelfde co-lineair effect dat voor een verschillende jet reconstructie zorgt. [40]

Er bestaan verschillende jet algoritmes die elk hun eigen voor- en nadelen hebben. Zo zijn er *Seeded Cone* en *Seedless Cone* algoritmes. Seeded Cone algoritmes reconstrueren jets door objecten te combineren die binnen een kegel met een bepaalde straal $R = \sqrt{\eta^2 + \varphi^2}$ vallen. Het algoritme start met het zoeken van zogenaamde Seeds die

meestal deeltjes zijn met een hoge energie $E > E_{threshold}$ waarbij $E_{threshold}$ een minimale energie is die bepaald wanneer een object of deeltje een jet kan vormen als Seed. Seedless Cone algoritmes combineren ook objecten in jets naargelang ze al dan niet binnen een bepaalde kegel vallen, maar werken niet met Seeds en gaan simpelweg alle mogelijk objecten overlopen en nagaan of er een jet gevormd kan worden. Seeded Cone algoritmes zijn meestal niet bestand tegen infrarode en co-lineaire effecten terwijl Seedless Cone algoritmes dit meestal wel zijn. Het probleem met deze laatste is dat ze veel trager zijn dan Seeded Cone algoritmes. Naast deze algoritmes zijn er ook ontwikkeld die geen gebruik maken van het kegel principe maar objecten combineren op basis van andere voorwaarden. Een voorbeeld van zo'n algoritme bespreken we nu. [40]

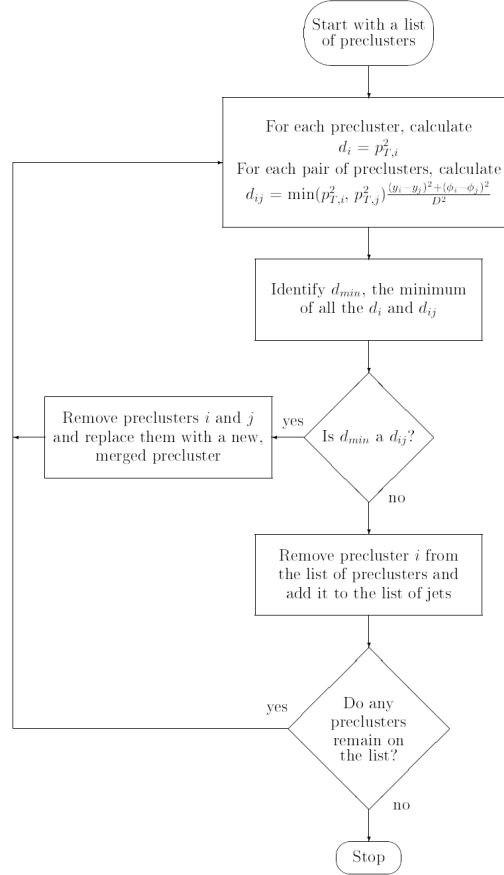
k_T Jet Algoritme

Het k_T algoritme maakt gebruik van transversale impulsen (p_T), energieën (E_T) of hoeken (θ) om objecten te combineren. Het is een zeer flexibel algoritme dat gebruikt kan worden met verschillende voorwaarden en verschillende recombiniatietechnieken. Het grote voordeel van dit algoritme is dat het bestand is tegen infrarode en co-lineaire effecten maar toch relatief snel blijft. De flexibiliteit en de consistentie zorgen dan weer voor een makkelijke implementatie. Een algemene vorm die veel gebruikt wordt voor jet reconstructie bij hadron-hadron botsingen is weergegeven in figuur 4.16 en kunnen we beschrijven in volgende stappen [40][41]:

1. Het algoritme start door de objecten te beschouwen als proto-jets die indien er geen combinatie optreedt allemaal als jets opgeslagen worden op het einde van het algoritme.
2. Voor elk object i berekenen we $d_i = p_{T,i}^2$ en voor elk paar objecten i en j ($i \neq j$) berekenen we $d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}$ met $\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2$.
3. Bepaal het minimum d_{min} van alle d_i en d_{ij} waarden.
4. Is $d_{min} = d_{ij,min}$ ($d_{ij,min} < d_{i,min}$) dan combineren we i en j tot een nieuwe proto-jet en verwijderen we de gebruikte proto-jets. Het algoritme keert terug naar punt 1 en doet dezelfde berekeningen voor de nieuwe proto-jet collectie. Is de combinatie voorwaarde niet voldaan, dan slaan we proto-jet i op als een jet en verwijderen we deze gebruikte proto-jet van de start collectie.
5. Indien er nog proto-jets over zijn, gaat het algoritme terug naar punt 1, indien niet stopt het algoritme en geeft het een collectie van jets terug.

De parameter D is een vrije parameter en kan gebruikt worden om het algoritme aan te passen en de jet reconstructie efficiëntie te controleren. Standaard wordt $D = 1$ gekozen maar indien blijkt dat door bepaalde detector configuraties de efficiëntie van het algoritme veel te laag is, kan men deze waarde veranderen. De R_{ij}^2 parameter kunnen

we vergelijken met de straal van een kegel in het (η, φ) vlak. Indien nu $D = 1$ is en $\Delta R_{ij} \ll 1$ wordt d_{ij} het kwadraat van de minimale relatieve transversale impuls: k_T^2 . [40][41]



Figuur 4.16: Schematisch overzicht van het k_T jet algoritme. [40]

Het 1 dimensionaal Castor k_T cluster algoritme

Omwille van de voordelen hiervoor vermeld zullen we een k_T algoritme gebruiken voor de CastorCluster reconstructie. Merk op dat we de term cluster gebruiken in plaats van jet. Dit is omdat we momenteel nog niet weten of een collectie objecten in Castor al dan niet afkomstig is van elektronen/fotonen of hadronen. Het algoritme moet dus een aantal *CastorTowers* kunnen combineren tot een *CastorCluster* volgens de procedure beschreven in figuur 4.16. Hiervoor zullen we het algemene algoritme moeten aanpassen zodat het kan werken met de specifieke Castor objecten en zullen we ook een bepaald recombinatieschema moeten kiezen. Aangezien Castor een calorimeter is die energieën

meet¹³ en zich in de voorwaartse regio bevindt zullen we de energie $E_T = E \sin \theta \propto E$ gebruiken in plaats van p_T . d_i en d_{ij} berekenen we dan als volgt:

$$d_i = E_i^2 \quad (4.1)$$

$$d_{ij} = \min(E_i^2, E_j^2) \frac{(\varphi_i - \varphi_j)^2}{D^2} \quad (4.2)$$

Merk ook op dat we het algoritme 1 dimensionaal hebben gemaakt: $\Delta R_{ij}^2 = (\varphi_i - \varphi_j)^2$ aangezien Castor geen onderverdelingen in η heeft. De recombinatieschema's die we gaan gebruiken komen overeen met de E_T en E_T^2 schema's in [41] waarbij we $E_T \propto E$ beschouwen. Voor Castor wordt dit dan:

$$E_{ij} = E_i + E_j \quad (4.3)$$

$$\varphi_{ij} = \frac{E_i \varphi_i + E_j \varphi_j}{E_{ij}} \quad (4.4)$$

voor het E recombinatieschema, en de E^2 recombinitie gebeurt als volgt:

$$E_{ij} = E_i + E_j \quad (4.5)$$

$$\varphi_{ij} = \frac{E_i^2 \varphi_i + E_j^2 \varphi_j}{E_i^2 + E_j^2} \quad (4.6)$$

Een implementatie van dit algoritme in de Castor high level reconstruction software ziet u in appendix B. De code is gebaseerd op de originele beschreven in [41] maar is aangepast zodat bovenstaande berekeningen en recombinatieschema's gebruikt worden. De structuur van de code is ook veranderd zodat het algoritme een collectie CastorTowers als input kan ontvangen en een collectie CastorClusters kan weergeven. De input parameters voor het algoritme zijn de D waarde en de keuze tussen het E en E^2 recombinatieschema.

4.2.5 CastorClusters

Nu we het Castor k_T cluster algoritme ingevoerd hebben dat CastorTowers tot CastorClusters combineert, kunnen we deze laatste objecten bespreken. De C++ constructor van dit object ziet er als volgt uit:

```
CastorCluster(const double energy, const ROOT::Math::XYZPoint& position,
              const double emEnergy, const double hadEnergy, const double fem,
              const double width, const double depth, const double fhot,
              const double sigmaz, const CastorTowerRefVector& usedTowers);
```

Hierin zien we volgende CastorCluster eigenschappen:

¹³Dit in tegenstelling tot een tracker die vooral impulsen meet.

- Energie: $E_{tot} = \sum_i E_i$ (bepaald door het k_T algoritme) waarbij de som loopt over de energieën E_i van alle CastorTowers in dezelfde cluster.
- Positie: deze wordt gegeven in het (η, φ) en (x, y) vlak en de z coördinaat wordt vervangen door de diepte van de cluster. De φ positie wordt berekend door het k_T algoritme en omdat de Castor detector slechts 1 η bin heeft en het k_T algoritme dus 1 dimensionaal is zal het combineren van towers de η waarde onveranderd laten, deze is net zoals bij de towers -5.9.
- Elektromagnetische energie: $E_{em} = \sum_i E_{em,i}$ waarbij de som loopt over alle towers in de cluster.
- Hadronische energie: $E_{had} = \sum_i E_{had,i}$ waarbij de som loopt over alle towers in de cluster.
- f_{em} : de fractie elektromagnetische energie over de totale energie = E_{em}/E_{tot} .
- Breedte: deze is gedefinieerd als $\Delta R_{cluster} = \sqrt{\frac{\sum_i (\varphi_i - \varphi_{cluster})^2 E_i}{E_{cluster}}}$ waarbij de som loopt over alle towers.
- Diepte: dit is het gewogen gemiddelde van de tower dieptes met de energie E_i van de towers: $\langle z \rangle_{cluster} = (\sum_i E_i \langle z \rangle_i) / E_{tot}$.
- f_{hot} : is het gewogen gemiddelde van de tower f_{hot} 's met de energie E_i van de towers.
- σ_z : deze eigenschap kunnen we beschouwen als een uitwijking op de gemiddelde z positie van alle cellen in een cluster. Ze is gedefinieerd als $\sigma_z = \sqrt{\frac{\sum_i (z_i - \langle z \rangle)^2 E_i}{E_{cluster}}}$ waarbij de som loopt over alle cellen in de cluster.

Als laatste worden dan ook nog de gecombineerde CastorTowers bijgehouden zodat men deze informatie altijd kan gebruiken en men weet hoeveel towers er gecombineerd werden tot één cluster. De CastorCluster objecten kunnen nu particle shower verdelingen beschrijven zoals we die gezien hebben in figuren 4.4a en 4.4b. Zo zullen er 2 CastorClusters gemaakt worden voor figuur 4.4a die duidelijk te onderscheiden zijn en zal het k_T cluster algoritme bepalen welke CastorCluster objecten er in figuur 4.4b gecreëerd kunnen worden.

Voorbeelden van CastorCluster eigenschappen zien we in figuur 4.17 voor 250 GeV elektronen en in figuur 4.18 voor 250 GeV pionen. Ondanks we bij de elektronen zien dat er gemiddeld 1 cluster per gebeurtenis is die bestaat uit 2 towers, is er toch nog geen exacte 1-op-1 relatie tussen het elektron en de geproduceerde cluster. Hiervoor zullen we de laag energetische clusters moeten verwijderen: passen we de conditie $E_{cluster} > 5$ GeV toe gaan we van 15009 clusters naar 15002 clusters en een nog sterkere conditie

$E_{cluster} > 10$ GeV verwijderd de 2 laatste zodat we 15000 clusters overhouden. Dat deze selectie verantwoordt is blijkt uit de totale energie van de clusters: zonder enige preselecties is deze gemiddeld 251.5 GeV en na de $E_{cluster} > 10$ GeV voorwaarde blijft deze onveranderd. Het verwijderen van de enkele aanwezige secundaire clusters heeft dus geen nefaste gevolgen voor het reconstrueren van de energie.

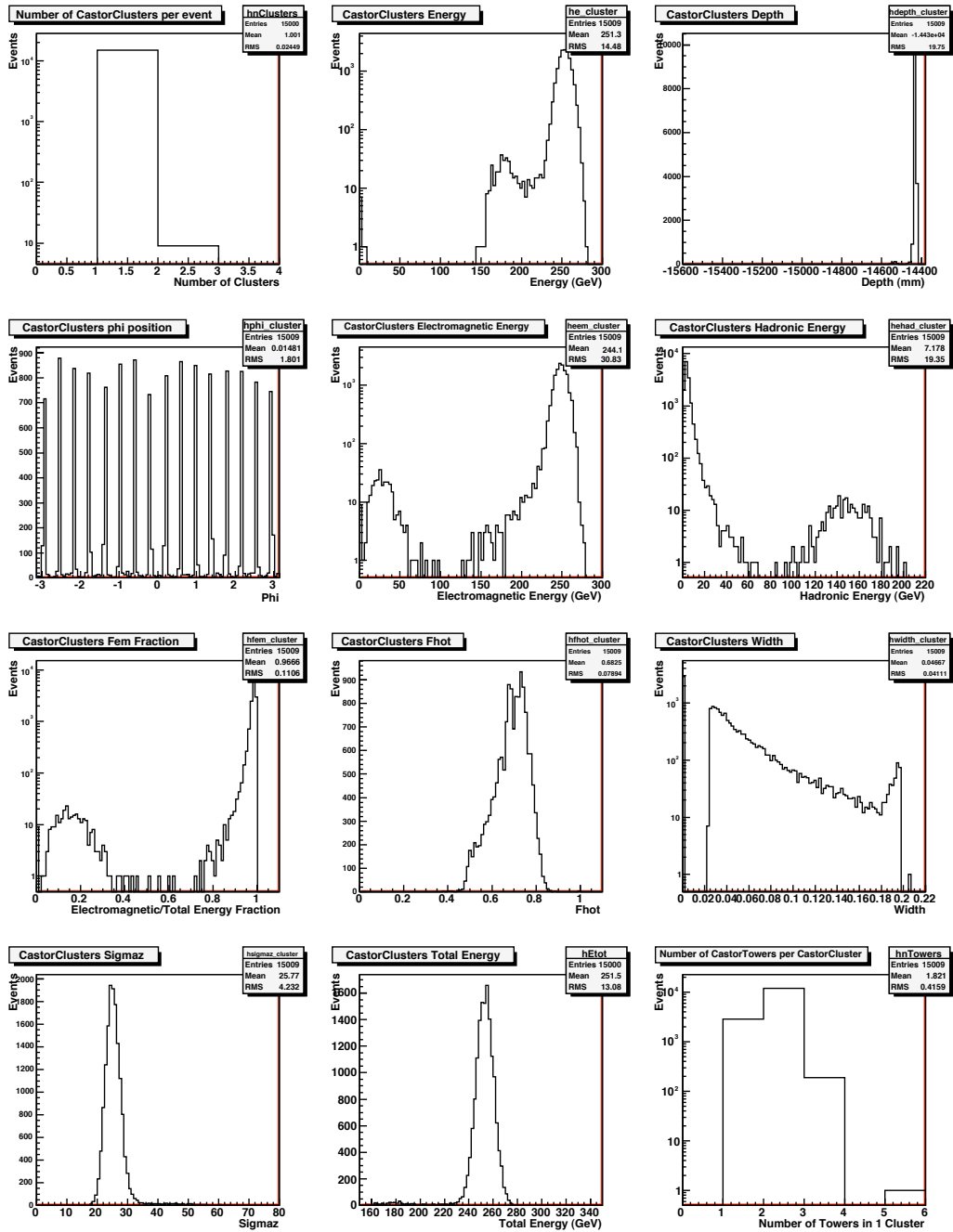
Passen we deze selectie ook toe op de pion clusters zien we dat indien $E_{cluster} > 10$ GeV we van de 19062 clusters slechts 15034 overhouden. Dit is bijna een 1-op-1 relatie waarbij een cluster gemiddeld 3 towers bevat. We verliezen wel een klein deel van de gemiddelde totale energie: deze gaat van 227.3 GeV naar 226.7 GeV. Deze voorwaarde ($E_{cluster} > 10$ GeV) verwijderd ook de f_{hot} piek bij 1, zoals bij de CastorTowers, samen met de pieken zichtbaar in de σ_z distributie.

Als laatste zien we ook hier, net zoals bij de CastorTowers, een aantal clusters bij de elektronen die een grote hadronische energie hebben. Kijken we naar de distributie van de hadronische energie in figuur 4.17 zien we duidelijk een verdeling rond ≈ 150 GeV die start vanaf 80 GeV. Als we nu alle gebeurtenissen bijhouden die een cluster hebben met $E_{had} > 80$ GeV blijkt het dat we 1.8% van het totaal aantal clusters overhouden. Een kleine fractie van de elektronen blijkt dus voor een groot deel geabsorbeerd te worden in de hadronische sectie van Castor. Twee voorbeelden van zo'n gebeurtenissen ziet men in figuur 4.19. Waarom dit gebeurt kunnen we op dit moment niet verklaren, daarom is het nodig dit later verder te bestuderen.

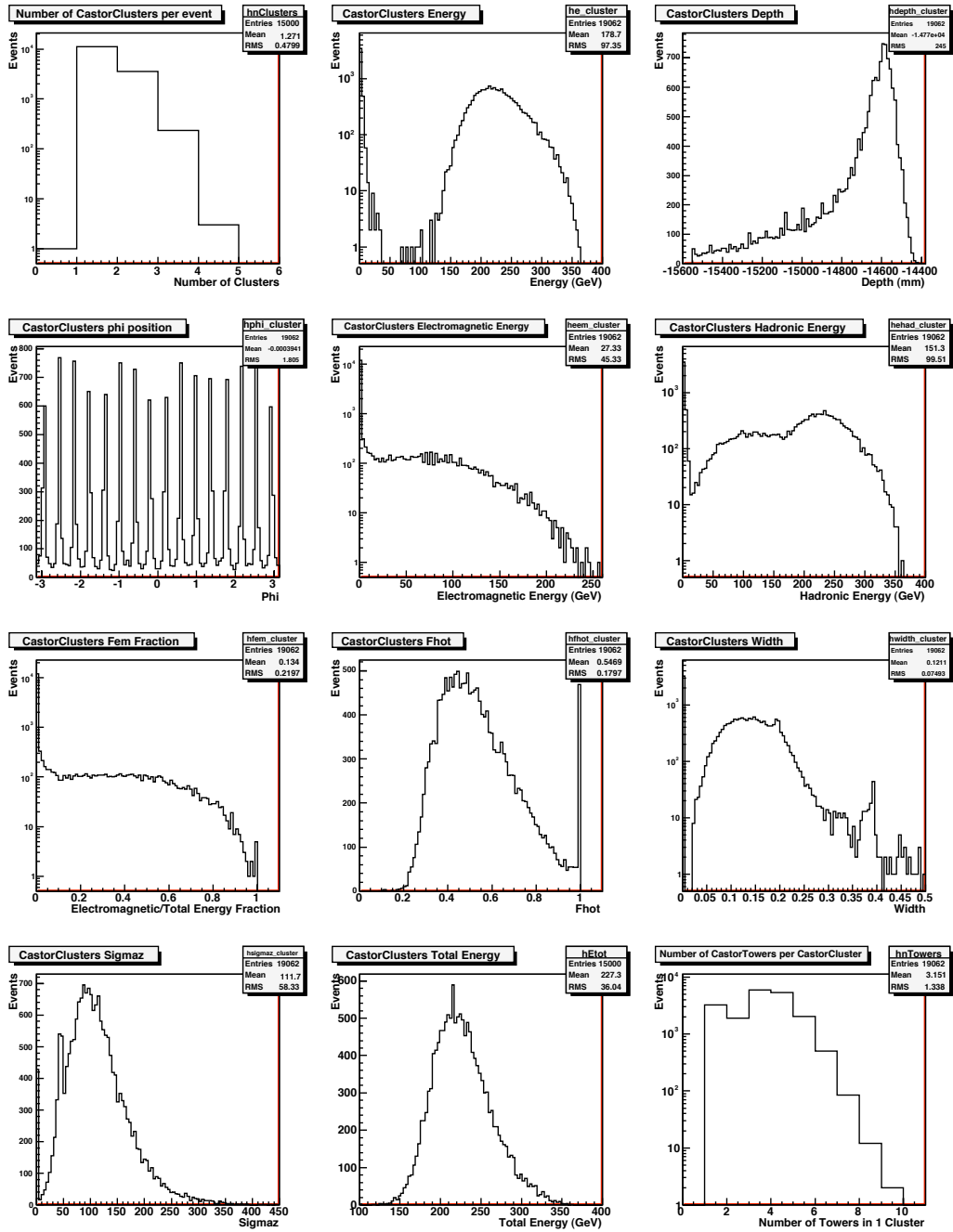
4.2.6 Elektron/pion selectie

Nu we CastorCluster objecten geconstrueerd hebben die een groot aantal eigenschappen bevatten, kunnen we nagaan of we een cluster als jet of elektronen/fotonen moeten klasseren. De software die we nu geschreven hebben is gebruikt voor het uitvoeren van deze selectie analyse. Eerst moeten we onderzoeken hoe de CastorCluster eigenschappen zich gedragen voor pionen en elektronen bij verschillende energieën waaruit men dan kan afleiden welke waarden gebruikt moeten worden voor de selectie. De eigenschappen die we zullen gebruiken voor de selectie zijn deze:

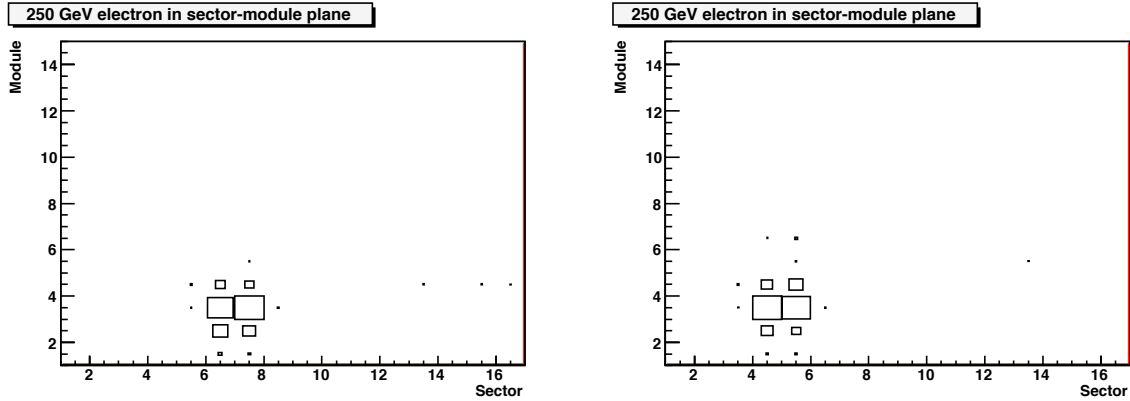
- f_{em} : elektronen/fotonen die een elektromagnetische shower veroorzaken worden verwacht vooral in de EM sectie van Castor te blijven. Hoge f_{em} waarden duiden dus op elektronen/fotonen, terwijl zeer lage f_{em} waarden een aanwijzing voor hadronische showers zijn.
- Diepte: hadronische showers dringen veel dieper binnen in een calorimeter dan elektromagnetische. Men verwacht dus dat de gemiddelde dieptes van elektronen/fotonen veel lager zijn dan die van hadronen.
- f_{hot} : deze eigenschap vertelt ons of een shower al dan niet 'smal' of 'spits' is in de



Figuur 4.17: CastorCluster eigenschappen van 250 GeV elektronen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Het gemiddeld aantal CastorClusters per gebeurtenis ≈ 1 , het gemiddeld aantal towers per cluster ≈ 2 en de totale energie van alle CastorClusters is gemiddeld 251.5 GeV.



Figuur 4.18: CastorCluster eigenschappen van 250 GeV pionen die uniform(in φ) in de detector geschoten worden. Het gemiddeld aantal CastorClusters per gebeurtenis ≈ 1.3 , het gemiddeld aantal towers per cluster ≈ 3 en de totale energie van alle CastorClusters is gemiddeld 227.3 GeV. Merk wel op dat de distributies veel breder zijn. Zo heeft een aanzienlijk deel van de gebeurtenissen 2 (of 3) clusters en varieert het aantal towers per cluster sterk.



Figuur 4.19: Voorbeeld gebeurtenissen waarbij een 250 GeV elektron grotendeels geabsorbeerd wordt in de hadronische sectie van Castor. Beide gebeurtenissen voldoen aan de conditie $E_{had,cluster} > 80$ GeV.

diepte. Elektronen of fotonen die een korte elektromagnetische shower veroorzaken en slechts enkele CastorCellen zullen gebruiken hebben meestal hoge f_{hot} waarden terwijl hadronen door hun lange brede uitgesmeerde showers kleinere waarden zullen hebben.

- σ_z : de betekenis van deze eigenschap kunnen we min of meer vergelijken met die van f_{hot} . Enkel werken we niet met energieverhoudingen maar met de afwijkingen op gemiddelde dieptes.

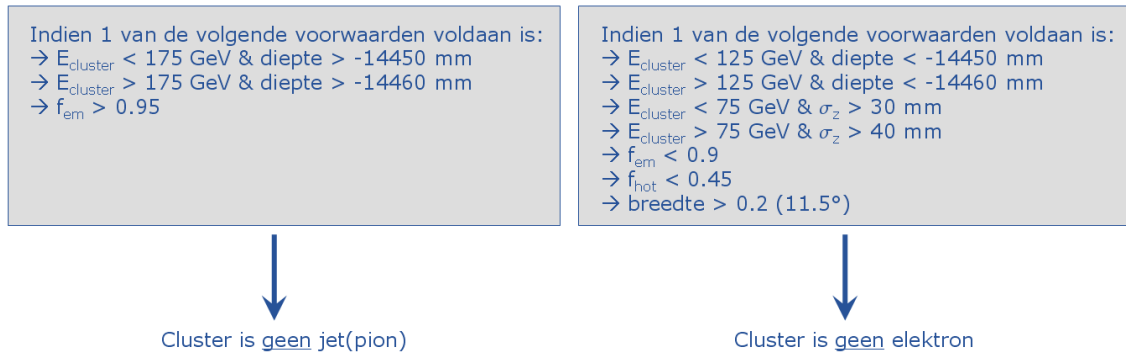
In een analyse uitgevoerd met Dr. B. Roland waarbij we voorgaande eigenschappen van elektronen en pionen in kaart hebben gebracht in een energie gebied van 50 - 500 GeV blijkt dat na het toepassen van een $E_{cluster} > 10\text{GeV}$ voorwaarde¹⁴ we tot de selectie criteria komen in figuur 4.20. Het toepassen van deze voorwaarden levert een gemiddelde pion identificatie efficiëntie op van 99.2% en een elektron contaminatie van 2.1%. De gemiddelde elektron identificatie efficiëntie bedraagt 97.3% en de pion contaminatie 0.2%. [39].

4.2.7 CastorJets

Deze objecten zijn CastorClusters die geselecteerd zijn als jets. De C++ constructor van een CastorJet is:

```
CastorJet(const double energycal, const CastorClusterRef& usedCluster);
```

¹⁴Deze selectie werd ingevoerd voor het verwijderen van de laag energetische secundaire clusters die we hiervoor gezien hebben.



Figuur 4.20: Overzicht van de gevonden pion-electron selectie criteria. [39]

Een CastorJet heeft dus dezelfde eigenschappen als de geselecteerde CastorCluster en heeft slechts één nieuwe eigenschap: de gekalibreerde energie. Deze kalibratie wordt nu berekend met de functie gevonden in sectie 4.1.5 te zien in figuur 4.3. De code die de selectie uitvoert waarna deze kalibratie wordt toegepast zien we hieronder:

```
// pion cuts
if (TMath::Abs(cluster_p->depth()) < 14450 && cluster_p->energy() < 175.) IDpion = false;
if (TMath::Abs(cluster_p->depth()) < 14460 && cluster_p->energy() > 175.) IDpion = false;
if (cluster_p->fem() > 0.95) IDpion = false;

if (IDpion) {
  // cluster identified as jet/pion, correct the energy in full sim chain
  double energycal;
  if ( !fastsim_ ) {
    double correction_factor = 0.6148 + 0.0504*log(cluster_p->energy());
    energycal = cluster_p->energy()/correction_factor;
  } else {
    energycal = cluster_p->energy();
  }
  jets.push_back(CastorJet(energycal,cluster_p));
}
```

In de code zien we verder nog een conditie die ervoor zorgt dat de kalibratie niet wordt toegepast indien de clusters door de Fast Simulation geproduceerd zijn. De CastorJet objecten die we nu hebben kunnen we gebruiken voor het uitvoeren van voorwaartse jet studies en zijn samen met de CastorEgamma objecten de eindhalte van de Castor high level reconstruction software.

4.2.8 CastorEgammas

CastorEgamma objecten zijn het complementaire van CastorJet objecten: het is een CastorCluster die niet als jet geïdentificeerd is en aan de elektron/foton selectie voorwaarden voldoet. De C++ constructor heeft dezelfde structuur als een CastorJet constructor:

```
CastorEgamma(const double energycal, const CastorClusterRef& usedCluster);
```

CastorEgammas hebben dus ook dezelfde eigenschappen als hun CastorClusters en ondanks er momenteel nog geen elektron kalibratie nodig is, hebben we reeds een gekalibreerde energie eigenschap toegevoegd die tot nu toe enkel een kopie is van de CastorCluster energie. De code die de elektron selectie uitvoert en een CastorEgamma object creëert wordt hieronder getoond:

```
// electron cuts
if (cluster_p->sigmaz() > 30. && cluster_p->energy() < 75.) IDElectron = false;
if (cluster_p->sigmaz() > 40. && cluster_p->energy() > 75.) IDElectron = false;
if (TMath::Abs(cluster_p->depth()) > 14450 && cluster_p->energy() < 125.) IDElectron = false;
if (TMath::Abs(cluster_p->depth()) > 14460 && cluster_p->energy() > 125.) IDElectron = false;
if (cluster_p->fhot() < 0.45) IDElectron = false;
if (cluster_p->fem() < 0.9) IDElectron = false;
if (cluster_p->width() > 0.2) IDElectron = false;

if (IDElectron && !IDpion) {
    // cluster identified as egamma object, just copy it
    egammas.push_back(CastorEgamma(cluster_p->energy(), cluster_p));
}
```

Deze objecten worden samen met de CastorJets gebruikt voor verdere analyses en maken het mogelijk om eventuele aanwezige elektronen of fotonen in de Castor detector te identificeren zodat men een betere voorwaartse jet studie kan uitvoeren.

4.2.9 Praktische implementatie

De hiervoor besproken software is in het **CMSSW** framework geïmplementeerd en bevindt zich in 2 pakketten. De definities van alle Castor objecten (de dataformaten) bevinden zich in het **DataFormats/CastorReco** pakket en de High Level Reconstruction code zelf, die alle objecten produceert, bevindt zich in het **RecoLocalCalo/Castor** pakket. Beide pakketten zijn reeds toegevoegd aan officiële CMSSW prereleases en de huidige laatste versies van de pakketten bedragen V00-01-00 en V00-02-00.

4.3 Fast Simulation

4.3.1 Motivatie

De Full Simulation software, die we in sectie 4.1.2 besproken hebben, berekent effectief alle interacties die een deeltje kan ondergaan wanneer het in een detector dringt. Dit is zeer nauwkeurig en leidt tot de creatie van een particle shower in Castor maar het is tegelijkertijd ook zeer tijdrovend¹⁵. Zo zal een gemiddelde simulatie met de Full Simulation in Castor ongeveer 166 seconden bedragen. Indien men nu ettelijke miljoenen botsingen wil simuleren om een analyse uit te voeren zal men hierdoor veel tijd verliezen. Daarom is men dus op zoek gegaan naar snellere alternatieven die de volledige simulatie

¹⁵In het geval van Castor, die een *Čerenkov* calorimeter is, is het produceren en verwerken van de *Čerenkov* fotonen het langste en meest intensieve proces.

proberen te benaderen. In het CMSSW framework heeft men er twee toegevoegd.

Het eerste mogelijke alternatief is het gebruik van een zogenaamde *Shower Library*. Dit principe houdt in dat men een bestand aanmaakt dat de resultaten van vooraf uitgevoerde volledige simulaties van elektronen en pionen bij verschillende energieën én bij verschillende posities in de detector bevat. Wanneer men nu deze Shower Library gebruikt zal de software opzoeken welke resultaten het kan gebruiken voor een willekeurig deeltje en indien nodig interpolaties of extrapolaties maken tussen verschillende energieën en posities. Het voordeel is een enorme snelheidswinst aangezien niet alle interacties stap voor stap berekend moeten worden. We moeten er echter wel voor zorgen dat de aangemaakte shower library nauwkeurig genoeg is en de juiste resultaten terug geeft. Het opslaan van al deze particles showers bij zoveel mogelijk energieën en posities heeft echter ook het gevolg dat de bestanden zeer groot worden wat dan weer nadelig is.

Een tweede alternatief is de *Fast Simulation* die gebruik maakt van parametrisaties. Dit kan men op verschillende niveau's doen naargelang de gewenste doeleinden van de software. Zo is het mogelijk om een parametrisatie te ontwikkelen voor elektromagnetische showers¹⁶ maar kan men evengoed een veel simpelere parametrisatie maken van high level reconstruction objecten die reeds voldoende is voor de beoogde doeleinden. Dit is dan ook wat we voor de Castor calorimeter gedaan hebben. In figuur 4.1 zien we dat de Castor Fast Simulation direct CastorTower objecten produceert en alles van de Full Simulation, Digitization en Low Level Reconstruction overslaat. De reden hiervoor is dat we er in eerste instantie voor gekozen hebben om geen particle shower parametrisatie te gebruiken. Men kan hieruit dus ook geen gereconstrueerde hits of CastorCell objecten uit creëren aangezien we geen diepte informatie hebben. De eerste objecten die we kunnen maken zijn CastorTowers die de som voorstellen van een aantal cellen in eenzelfde φ sector. Deze objecten worden gemaakt van gegenereerde deeltjes via enkele simpele benaderingen die we verder zullen bespreken. De snelheidswinst is enorm, een gemiddelde Castor Fast Simulation duurt slechts enkele milliseconden, maar we verliezen wel veel informatie. Toch is het gebruik hiervan nuttig aangezien men zo reeds een goed idee kan krijgen hoe de informatie van een MC generator in de detector terechtkomt.

4.3.2 Werkwijze

Het construeren van CastorTower objecten via de Fast Simulation gebeurt vanuit de informatie van de gegenereerde deeltjes door een MC programma. Deze informatie bevat onder andere de energie van een deeltje, de (η, φ) positie en de identiteit van het deeltje. Uit alle deeltjes selecteren we nu enkel deze die in het Castor gebied vallen, dit is $5.2 < |\eta| < 6.6$ en $-\pi < \varphi < +\pi$, en stabiel zijn zodat ze de detector kunnen bereiken. Na deze selectie zullen we alle deeltjes die in eenzelfde φ sector vallen samenbrengen in

¹⁶En in mindere mate voor hadronische showers gezien deze veel harder fluctueren.

één CastorTower object door de energieën op te tellen. Hierbij houden we rekening met het feit dat een elektromagnetisch deeltje, bijvoorbeeld een elektron, dat een particle shower in de EM sectie van Castor creëert ook tot in de HAD sectie kan binnendringen. Het resultaat is dus dat een deel van de shower in de hadronische modules terechtkomt en we dit als hadronische energie in Castor moeten beschouwen. Dit zogenaamde lekken van de elektromagnetische showers in de hadronische sectie van Castor stijgt met de energie en moet dan ook geparametriseerd worden. In plaats van de energie van elektronen en fotonen telkens volledig op tellen in de elektromagnetische sectie van Castor, zal er een deel van deze energie naar de hadronische sectie gaan. Het omgekeerde effect, het parametriseren van de fractie van de hadronische shower in de EM sectie van Castor, passen we voorlopig niet toe omdat grote fluctuaties in de hadronische showers het parametriseren zeer moeilijk maken. In de huidige versies van de Fast Simulation verwaarlozen we dit effect en tellen we de energie van hadronische deeltjes¹⁷ enkel op in de hadronische sectie.

De berekening van de lekkage werd in een eerste versie toegepast samen met het introduceren van een energiespreiding gebaseerd op de detector resoluties. Het toepassen van een detector resolutie op de gegenereerde deeltjes houdt in dat we de exacte energie gaussisch uitsmeren rond een gemiddelde waarde μ (hiervoor nemen we de exacte waarde) met een spreiding σ . Deze spreiding geeft de resolutie van de detector aan bij verschillende energieën en kan bepaald worden uit beam test metingen of uit Full Simulation analyses. In de eerste ontwikkelde versie van de Fast Simulation hebben we hiervoor de resultaten gebruikt van de beam test in 2007. In een later stadium hebben we ook nog een ruis verwerking toegevoegd. Deze code zal eerst voor elke tower een random ruis waarde genereren waarna een constante waarde wordt afgetrokken. De gebruikte gegevens omtrent de ruis productie in de detector komen momenteel van de beam test 2008 resultaten.

In een tweede versie, die momenteel nog in ontwikkeling is, zullen we ook rekening houden met het feit dat de particle shower van een deeltje bijna nooit volledig in één tower terechtkomt en we de energie van het gegenereerde deeltje dus moeten verdelen over naburige towers. Hiervoor moeten we dan de laterale energieverdeling in functie van de towers parametriseren waarbij de kennis van het gemiddeld aantal towers en hun energie nodig is. Naast het parametriseren van de energie van de verschillende CastorTowers in een cluster zullen we dan ook de andere eigenschappen ervan proberen te bepalen. Dit is nodig willen we vanuit de Fast Simulation een goede elektron/pion selectie uitvoeren. In de volgende secties zullen we dieper ingaan op het spreiden van de energie aan de hand van de detector resoluties, de berekeningen beschrijven die nodig zijn voor de pa-

¹⁷Dit zijn alle deeltjes buiten elektronen en fotonen. In principe moet men π^0 deeltjes ook als elektromagnetisch beschouwen, maar deze vervallen steeds naar 2 fotonen vooraleer ze Castor bereiken. Ook muonen en neutrino's mogen niet als hadronen geselecteerd worden, maar hun energiebijdrage is verwaarloosbaar.

parametrisatie van de elektromagnetische lekkage en de manier waarop de ruis verwerking geïmplementeerd is waarna we enkele voorlopige resultaten bekijken die aantonen of het k_T algoritme al dan niet naar behoren werkt.

4.3.3 Energiespreidingen: rekening houden met detector resoluties

De Castor detector resoluties die we in de eerste versie gebruikt hebben zijn diegene bepaald uit de beam test in 2007 en zijn getoond in figuren 3.14a en 3.14b voor elektronen en pionen. De gebruikte fitfuncties in deze resultaten hebben dezelfde vorm als (3.18) waarbij $p_0 = 0.044$ en $p_1 = 0.513$ voor elektronen en $p_0 = 0.121$ en $p_1 = 1.684$ voor pionen. Deze parametrisaties gebruiken we dan voor het bepalen van de resolutie bij een willekeurige energie. De C++ code die deze berekening uitvoert ziet er als volgt uit voor elektromagnetische deeltjes (elektronen en fotonen):

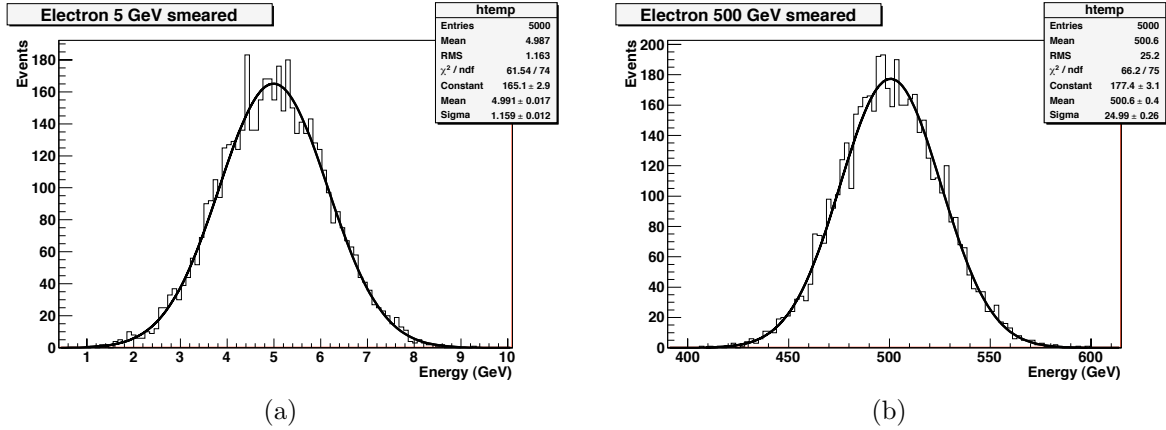
```
while (gaus_E < 0.) {
    // apply energy smearing with gaussian random generator
    TRandom3 r(0);
    // use sigma/E parametrization for the EM sections of CASTOR TB 2007 results
    double sigma = p.energy()*(sqrt(pow(0.044,2) + pow(0.513/sqrt(p.energy()),2)));
    gaus_E = r.Gaus(p.energy(),sigma);
}
```

en voor hadronische deeltjes (alles buiten elektronen en fotonen):

```
while (gaus_E < 0.) {
    // apply energy smearing with gaussian random generator
    TRandom3 r(0);
    // use sigma/E parametrization for the HAD sections of CASTOR TB 2007 results
    double sigma = p.energy()*(sqrt(pow(0.121,2) + pow(1.684/sqrt(p.energy()),2)));
    gaus_E = r.Gaus(p.energy(),sigma);
}
```

waarbij we dus de elektronresolutie gebruiken voor elektronen/fotonen en de pionresolutie voor alle hadronische deeltjes. De while-loop in de code zorgt ervoor dat we bij lage energieën geen negatieve waarden kunnen krijgen door het spreiden van de energie¹⁸. Totdat deze conditie voldaan is zal de random generator (r) dus telkens een random energiewaarde genereren volgens een gaussisch profiel met μ de oorspronkelijke energie van het deeltje en σ de spreiding bepaald door de resolutie parametrisatie. In figuren 4.21a en 4.21b zien we dan het resultaat van de spreiding voor laag energetische (5 GeV) en hoog energetische (500 GeV) elektronen. Figuren 4.22a en 4.22b tonen hetzelfde voor pionen. Dat het gedrag van de resoluties bij verschillende energieën correct gereproduceerd wordt door de Fast Simulation code zien we in figuren 4.23a en 4.23b die overeenkomen met de beam test resultaten in figuren 3.14a en 3.14b.

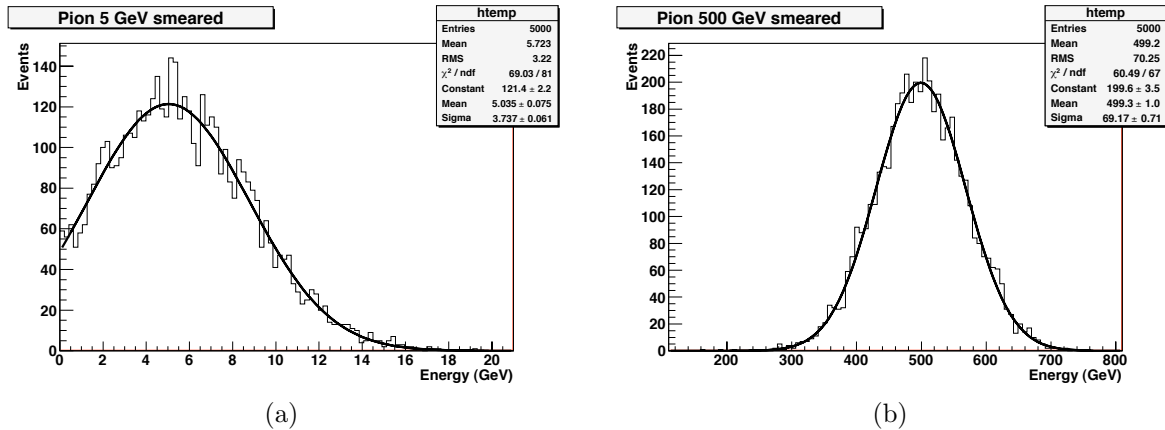
¹⁸Het afkappen van de gaussische distributie is eigenlijk een pragmatische benadering: de resolutie van de detector werd immers bepaald in een energiegebied vanaf 10 GeV waar een gaussische verdeling correct is. Bij lage energieën geldt dit echter niet meer en moeten we in principe andere distributies gebruiken.



Figuur 4.21: (a) Resultaat van een energiespreiding bij 5 GeV elektronen. (b) Resultaat van een energiespreiding bij 500 GeV elektronen.

4.3.4 Elektromagnetische energie in de hadronische Castor sectie

Willen we de lekkage van de elektromagnetische showers in de hadronische sectie van Castor berekenen is het nodig gebruik te maken van gemiddelde longitudinale elektromagnetische shower profielen die beschreven kunnen worden met uitdrukking (3.8). Om na te gaan of deze lekkage inderdaad een niet te verwaarlozen deel van de totale shower is kunnen we deze gemiddelde showerprofielen grafisch voorstellen, gebruikmakend van uitdrukkingen (3.8) en (3.9), in stralingslengte(X_0) eenheden. In figuur 4.24a zien we zo een longitudinaal shower profiel van een 5 GeV elektron. Het energieverlies (dE/dt) is gegeven in functie van de stralingslengtes(X_0) en de verticale lijn op de grafiek duidt de grens aan tussen de elektromagnetische sectie van Castor(links) en de hadronische sectie(rechts) die start na $20.12X_0$. Merk op dat niet de volledige diepte van Castor weergegeven wordt: het profiel gaat slechts tot $40X_0$ wat we kunnen vergelijken met het einde van de eerste hadronische module. Aan de vorm van het profiel zien we dat er in dit geval (een energie van 5 GeV) zeer weinig energie in de hadronische sectie belandt en het laag energetische elektron zal quasi volledig in de elektromagnetische sectie van Castor geabsorbeerd worden. Kijken we echter naar figuur 4.24b zien we dat dit niet meer geldig is voor hoog energetische elektronen. Deze figuur toont de gemiddelde longitudinale elektromagnetische shower profielen van elektronen bij verschillende energieën van respectievelijk 5, 50, 250, 500 en 1000 GeV. De hoeveelheid energieverlies per lengte (dE/dt) is logaritmisch geplot zodat de relatieve verschillen duidelijker worden. Daar waar een 5 GeV elektron slechts een verwaarloosbaar deel van zijn energie in de hadronische sectie verliest, zal dit voor een 1 TeV elektron duidelijk niet meer waar zijn. Op de grens tussen de EM en HAD sectie van Castor bedraagt het energieverlies per lengte dE/dt immers ongeveer 30 GeV. Als we dan de curve integreren over de volledige hadronische sectie zal dit een aanzienlijk deel van de totale energie worden.



Figuur 4.22: (a) Resultaat van een energiespreiding bij 5 GeV pionen. Merk op dat de gaussische spreiding niet negatief wordt. (b) Resultaat van een energiespreiding bij 500 GeV pionen.

Om nu de lekkage praktisch te berekenen maken we gebruik van de genormaliseerde lage incomplete gamma functie [43]:

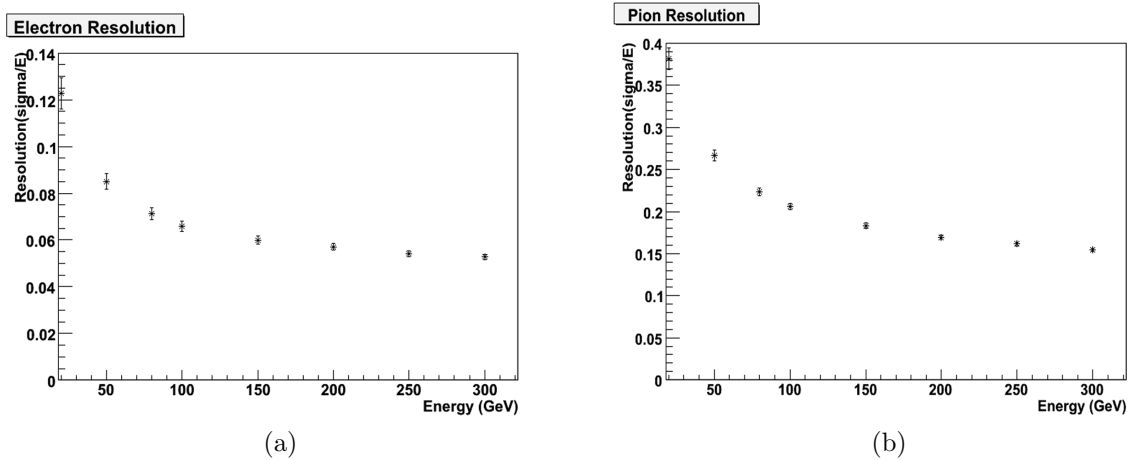
$$P(a, x) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^x t^{a-1} e^{-t} dt \quad (4.7)$$

waarbij de normalisatie zo is dat $P(a, +\infty) = 1$. Als we nu kijken naar (3.8) en deze uitdrukking integreren van 0 tot x waarbij x het einde van de elektromagnetische sectie voorstelt krijgen we:

$$\int_0^x dE = E_0 b \int_0^x \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} dt \quad (4.8)$$

Doen we dan de substitutie $t \rightarrow bt$ in vergelijking (4.7) zien we dat de 2 uitdrukkingen gelijk worden op de energie E_0 na. De integratiegrens x die in we in X_0 eenheden geven: $x = t$ wordt nu ook $x = bt$. Om dus de hoeveelheid energie te berekenen die *in* de elektromagnetische sectie blijft kunnen we de lage incomplete gamma functie gebruiken waarbij de integratie loopt van $0 \rightarrow bt = 0.5 \cdot 20.12$. Het voordeel van deze functie is dat ze standaard gedefinieerd is in een C++ analyse pakket ROOT genaamd dat in CMSSW geïmplementeerd is. De uiteindelijke berekening ziet er dan als volgt uit:

```
// calculate electromagnetic electron/photon energy leakage
double tmax;
double a;
double cte;
if ( p.pdgId() == 11) { cte = -0.5; } else { cte = 0.5; }
tmax = 1.0*(log(energy/0.0015)+cte);
a = tmax*0.5 + 1;
double leakage;
double x = 0.5*20.12;
leakage = energy - energy*Gamma(a,x);
```



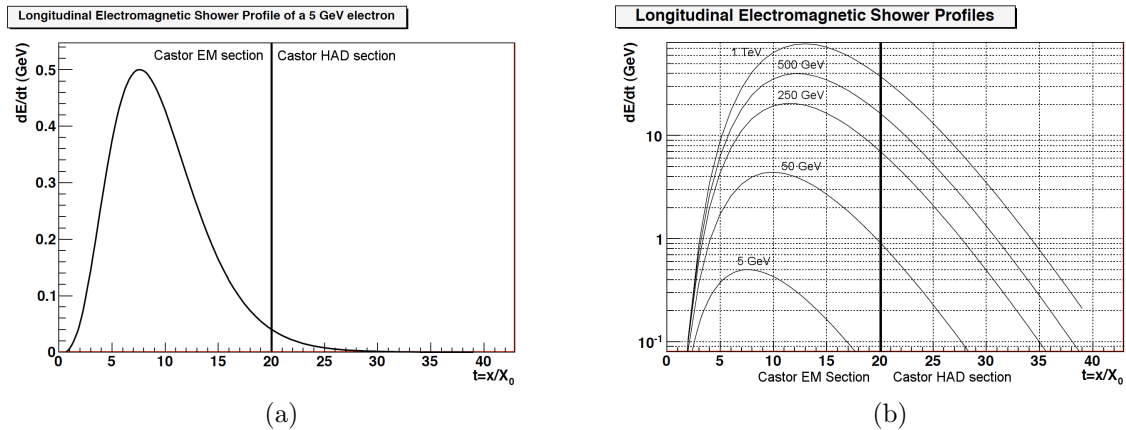
Figuur 4.23: (a) Elektron resolutie van de Castor detector bepaald met de Fast Simulation. (b) Pion resolutie van de Castor detector bepaald met de Fast Simulation.

waarbij $\text{Gamma}(a, x) = P(a, x)$ in C++ en de waarden van de parameters zijn bepaald zoals beschreven in sectie 3.2.1. De `energy` variabele stelt reeds de gespreide energie voor. De hoeveelheid energie die in de hadronische sectie binnendringt is dan het verschil $E_{tot} - E_{tot}P(a, x)$ en het resultaat afkomstig van de Fast Simulation wordt getoond in figuur 4.25 voor elektronen bij verschillende energieën van 20 tot 300 GeV. Zo blijkt dat bij 300 GeV reeds ongeveer 45 GeV terecht zal komen in de hadronische sectie van Castor.

4.3.5 Het toevoegen van Ruis

In een later stadium hebben we ook een ruis verwerking in de Fast Simulation toegevoegd. Ondanks deze reeds voor een deel in de p_0 term zit van de resolutie (3.18) is het ook nodig ruis te introduceren in sectoren waar geen deeltjes zijn. Dit houdt in dat we voor elk uitleeskanaal een random ruiswaarde genereren volgens een gaussische verdeling afkomstig van beam test 2008 resultaten. Tijdens deze beam test heeft men de ruis van de Castor detector onderzocht en uit verschillende metingen een gemiddelde waarde bepaald. Uit een laatste analyse (zie [44]) blijkt het dat men een gemiddelde ruis $\mu = 1.214$ ADC heeft met een spreiding $\sigma = 0.6168$ ADC per uitleeskanaal. Deze waarden, gegeven in ADC counts, converteren we naar waarden in eV's gebruikmakend van de conversieparameters besproken in sectie 4.1.5. We krijgen dan $\mu = 0.053$ GeV en $\sigma = 0.027$ GeV per uitleeskanaal. Met deze waarden kunnen we nu een C++ functie `make_noise()` maken die een random waarde genereert voor één kanaal:

```
double CastorFastTowerProducer::make_noise() {
    double result = -1.;
    TRandom3 r2(0);
```



Figuur 4.24: (a) Voorbeeld van een gemiddeld longitudinaal elektromagnetisch shower profiel van een 5 GeV elektron. De lengte wordt gegeven in X_0 eenheden en de grens van de Castor EM en HAD sectie is aangeduid. (b) Gemiddelde longitudinale elektromagnetische shower profielen van elektronen bij verschillende energieën. dE/dt is logaritmisches geplotted en de lengte is in X_0 eenheden. De grens van de Castor EM en HAD sectie wordt aangeduid.

```

double mu_noise = 0.053; // GeV (from 1.214 ADC) per channel
double sigma_noise = 0.027; // GeV (from 0.6168 ADC) per channel

while (result < 0.) {
    result = r2.Gaus(mu_noise,sigma_noise);
}

return result;
}

```

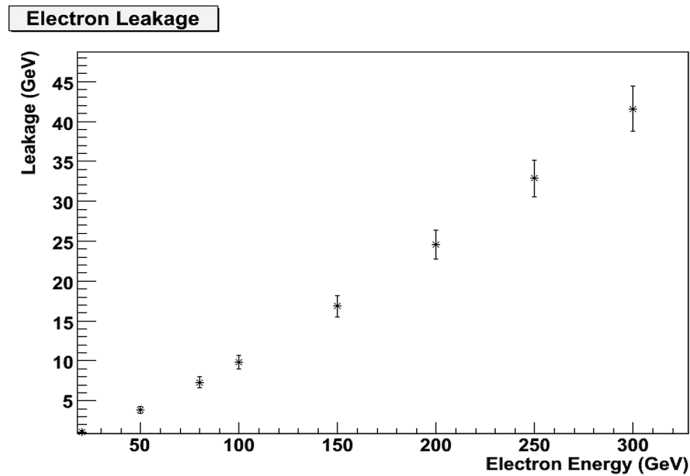
Vervolgens moeten we een totale ruis waarde berekenen voor de CastorTowers. De bijdrage van de ruis tot de elektromagnetische energie van een tower berekenen we door de `make_noise()` functie twee keer te gebruiken en de bijdrage tot de hadronische sectie van Castor verkrijgen we door 12 keer de `make_noise()` functie een waarde te laten genereren. Als dan de random ruiswaarde berekend is tellen we dit bij het signaal op en trekken we daarna terug het gemiddelde af als een algemene ruiscorrectie. De code die deze stappen uitvoert wordt hieronder getoond¹⁹:

```

// add and subtract noise
for (int j = 0; j < 16; j++) {
    double hadnoise = 0.;
    double emnoise = 0.;
    for (int i=0;i<12;i++) {
        hadnoise = hadnoise + make_noise();
        if (i<2) emnoise = emnoise + make_noise();
    }
}

```

¹⁹De `castorplus[] []` en `castormin[] []` arrays stellen de CastorTower objecten voor aan de positieve en negatieve η zijde.



Figuur 4.25: De lekkage van elektromagnetische showers in de hadronische sectie van Castor voor elektronen van 20 tot 300 GeV.

```

double totnoise = hadnoise + emnoise;

// add random noise
castorplus[0][j] = castorplus[0][j] + totnoise;
castormin[0][j] = castormin[0][j] + totnoise;
castorplus[1][j] = castorplus[1][j] + emnoise;
castormin[1][j] = castormin[1][j] + emnoise;
castorplus[2][j] = castorplus[2][j] + hadnoise;
castormin[2][j] = castormin[2][j] + hadnoise;

// subtract average
castorplus[0][j] = castorplus[0][j] - 14*0.053;
castormin[0][j] = castormin[0][j] - 14*0.053;
castorplus[1][j] = castorplus[1][j] - 2*0.053;
castormin[1][j] = castormin[1][j] - 2*0.053;
castorplus[2][j] = castorplus[2][j] - 12*0.053;
castormin[2][j] = castormin[2][j] - 12*0.053;
}

```

Later in de code worden de CastorTower objecten dan enkel opgeslagen indien de energie > 0 . De ruis waarden die hiermee gegenereerd worden zijn weliswaar zeer klein en zullen weinig effect hebben, zeker bij hoge energieën, maar geven ons toch een realistischer beeld van hoe een gebeurtenis er in de detector uitziet.

4.3.6 Testresultaten van het k_T cluster algoritme

Tenslotte kunnen we reeds enkele voorlopige resultaten tonen, gemaakt met de Fast Simulation, die nagaan of het ontworpen k_T cluster algoritme correct werkt. Een betere realistische validatie moet met Full Simulation resultaten gebeuren maar aangezien het zeer lang duurt om voldoende statistiek te krijgen hebben we voorlopig de Fast Simulation hiervoor gebruikt. Zo kunnen we via de Fast Simulation veel sneller minimum

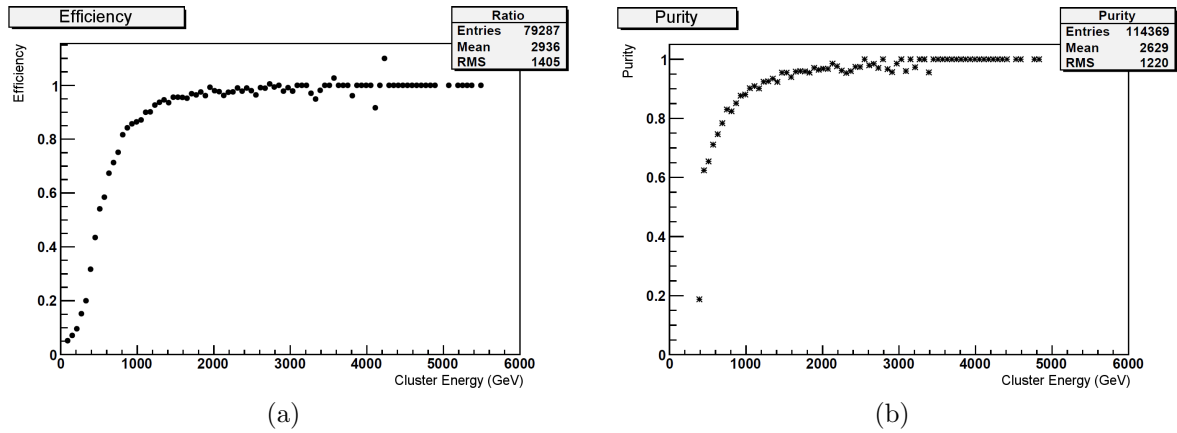
bias gebeurtenissen simuleren of interacties simuleren waarbij er veel voorwaartse jets geproduceerd worden. In figuren 4.26a en 4.26b zien we dan de efficiëntie en de zuiverheid van het k_T algoritme bepaald aan de hand van zo'n gesimuleerde voorwaartse jets met de Fast Simulation. Voor het bepalen van deze 2 eigenschappen hebben we de informatie van de jets op generator niveau vergeleken met de CastorCluster objecten afkomstig van de Fast Simulation. Zo stelt de efficiëntie de fractie van gegenereerde jets voor die vergelijkbaar²⁰ zijn met gereconstrueerde CastorClusters terwijl de zuiverheid de omgekeerde relatie voorstelt. We zien in de figuren dat de efficiëntie en de zuiverheid vanaf 1.2 TeV beide boven de 90% stijgen wat op een goede werking van het k_T algoritme duidt alhoewel men deze resultaten moet relativiseren gezien ze van een sterk benaderende Fast Simulation versie komen.

Verder hebben we in figuur 4.27 een grafische voorstelling van het aantal CastorTowers in een cluster versus de breedte die de cluster heeft bij minimum bias gebeurtenissen. We zien duidelijk de correlatie tussen de twee eigenschappen en het blijkt dat het gemiddeld aantal towers in een cluster ongeveer 3 is. Merk op dat er een stip is bij breedte 0 en één tower: dit zijn clusters die enkel 1 tower bevatten en dus ook geen breedte hebben. Verder zien we een soort van asymmetrie bij clusters die uit 2 towers bestaan. Dit kunnen we als volgt verklaren: clusters die uit 2 naburige towers bestaan, elk met een vergelijkbare energie, zullen gemiddeld een breedte van 0.2 hebben. Wanneer de energie van één van beide towers (veel) kleiner is dan de andere zal de breedte verminderen. We zien dus een afname van clusters vertrekkend bij een gemiddelde breedte van 0.2 naar links toe. Zijn de 2 towers in cluster niet naburig dan is de breedte uiteraard hoger en start de afname bij een gemiddelde breedte van 0.4. Het aantal clusters met 2 naburige towers is echter groter waardoor de tweede afname minder aanwezig is.

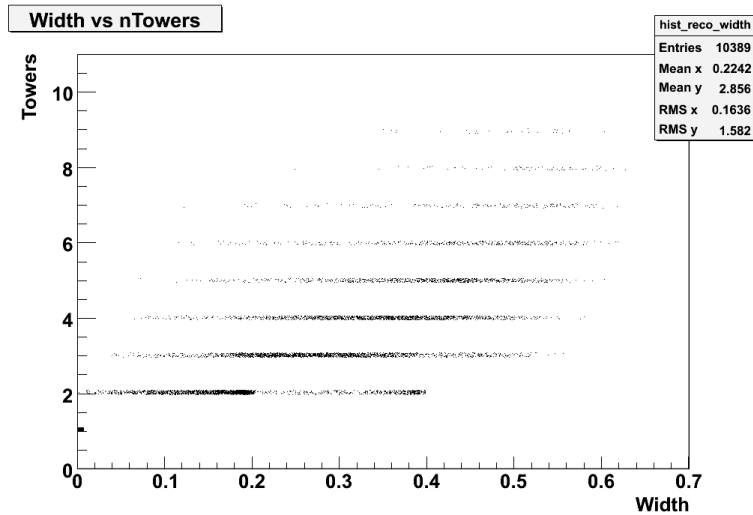
4.3.7 Praktische implementatie

De Castor Fast Simulation software is een onderdeel van de algemene CMS Fast Simulation en bevindt zich in het CMSSW pakket `FastSimulation/ForwardDetectors`. In dit pakket is het als een plugin gedefinieerd die gebruikt kan worden om bestaande Fast Simulation configuraties uit te breiden met Castor. De eerste ontwikkelde versie heeft `V00-01-00` als versienummer en moet gebruikt worden met versie `V00-00-01` van de dataformaten (`DataFormats/CastorReco`) en met versie `V00-01-00` van de high level reconstruction code (`RecoLocalCalo/Castor`). De laatste beschikbare versie van de Castor Fast Simulation is `V00-01-06` en bevat reeds een voorlopige parametrisatie voor de diepte van de CastorTower objecten en houdt in beperkte mate rekening met de energieverdeling over de verschillende towers. Beide versies zijn reeds opgenomen in officiële CMSSW prereleases.

²⁰Onder vergelijkbaar verstaat men dat de gegenereerde jet en de CastoCluster eenzelfde positie hebben binnen een $\Delta\varphi < 0.78$ gebied.



Figuur 4.26: (a) Efficiëntie van het k_T cluster algoritme bij verschillende cluster energieën bepaald uit Fast Simulation resultaten. (b) Zuiverheid van het k_T cluster algoritme bij verschillende cluster energieën bepaald uit Fast Simulation resultaten.



Figuur 4.27: Verband tussen het aantal CastorTowers in een cluster en de breedte van dezelfde CastorCluster in minimum bias gebeurtenissen gesimuleerd met de Fast Simulation.

5 Samenvatting

We hebben gezien dat in de kwantum-chromodynamica(QCD) het proton beschouwd kan worden als een systeem dat bestaat uit quarks en gluonen die via de sterke wisselwerking aan elkaar gebonden zijn en waarvan de structuur en de quark-gluon dichtheden beschreven kunnen worden door lineaire QCD evolutievergelijkingen. Deze vergelijkingen geven aan hoe de dichtheden afhangen van de resolutie (Q^2) en de fractie x van de proton impuls dat het parton heeft. Wanneer we in het ingevoerde parton model quark-gluon interacties in rekening brachten, bleek het dat we bij de beschrijving van interacties met protonen in perturbatieve QCD zogenaamde parton showers moesten invoeren. Deze corrigeren de fout die men maakt door hogere orden te negeren bij een perturbatieve berekening van de werkzame doorsnede. De parton showers worden nu beschreven door de lineaire evolutievergelijkingen van quark-gluon dichtheden die een subset van diagrammen sommeren bij elke orde. Welke diagrammen we sommeren hangt af van de kinematica van het proces en dat zorgt voor verschillende mogelijkheden waarvan we er 2 besproken hebben: de DGLAP en BFKL evolutievergelijkingen.

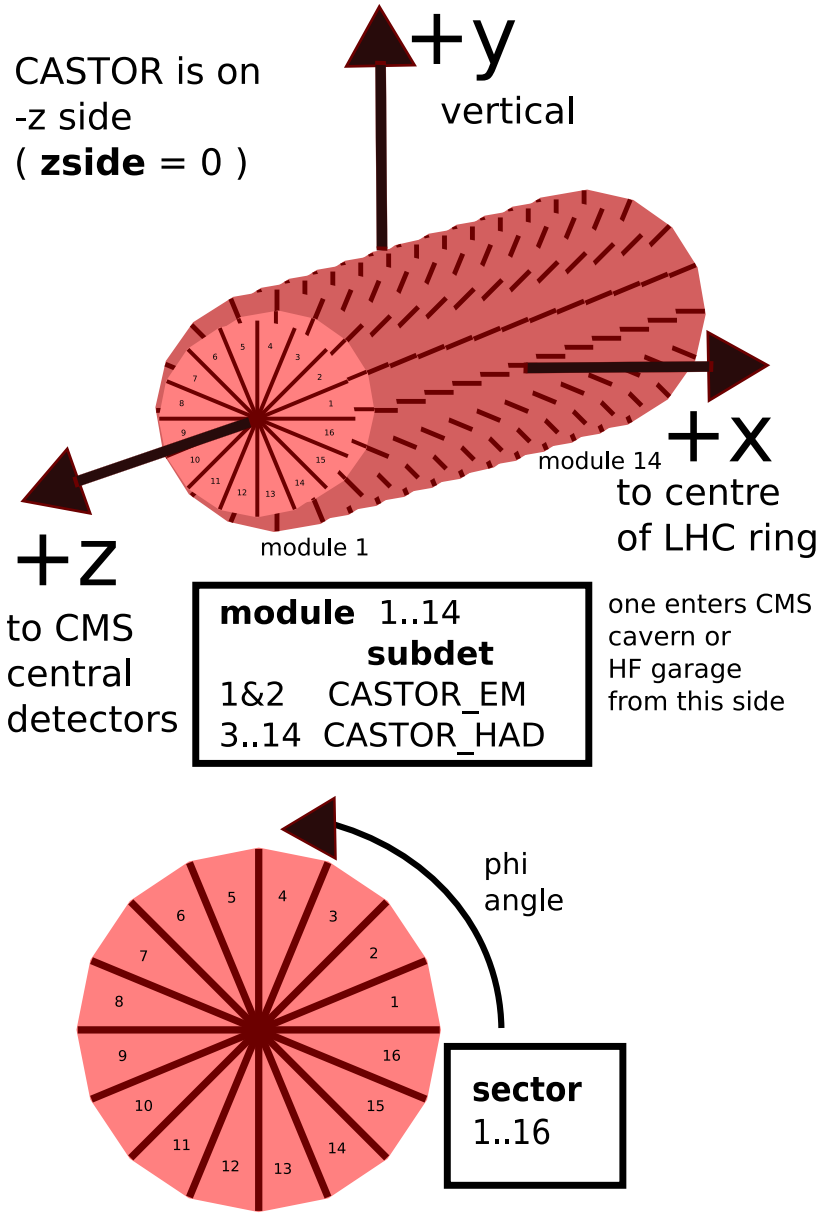
Tot nu toe hebben de HERA experimenten in DESY de protonstructuur zeer nauwkeurig bestudeerd aan de hand van diepe inelastische elektron-proton verstrooiingen in een gebied waarbij $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10^4 \text{ GeV}^2$ en $10^{-5} < x < 10^{-1}$. Uit deze metingen bleek dat de structuurfunctie F_2 hard steeg naar lage x waarden toe. Indien deze zou blijven stijgen zullen de hierboven gemaakte benaderingen niet meer gelden en verwacht men een nieuwe parton dynamica die zorgt voor saturatie. In dit nieuwe kinematische gebied, bij lage Q^2 en lage x waarden, zullen dan niet-lineaire fusie processen optreden en verwacht men dat niet-lineaire evolutievergelijkingen de partondichtheden beter zullen beschrijven.

Door de aanwezigheid van de besproken parton showers bleek het dat de studie van de QCD evolutievergelijkingen vooral gedaan kan worden door het analyseren van voorwaartse jets. De LHC versneller te CERN die met zijn massamiddelpuntsenergieën tot 14 TeV een rapidity waarde kan bereiken van 11.5 is hiervoor ideaal gezien er bij proton-proton botsingen in principe 2 parton showers kunnen ontstaan. Het CMS experiment verbonden aan deze versneller is daarom uitgebreid met voorwaartse detectoren zoals de Castor calorimeter die mee ontwikkeld wordt door de UA. Het is een niet-compenserende Čerenkov calorimeter die het (pseudo)rapidity gebied uitbreidt van -5.2 tot -6.6 wat overeenkomt met een uitbreiding naar lage x waarden tot 10^{-6} . De studie van deze jets in Castor laat ons dan toe om de QCD berekeningen bij een bepaalde orde te valideren,

een onderscheid te maken tussen de verschillende lineaire parton shower beschrijvingen(DGLAP en BFKL) en na te gaan of er inderdaad niet-lineaire processen aanwezig zijn bij zeer lage x waarden. Er ontstaan echter ook nieuwe uitdagingen die de analyse sterk kunnen beïnvloeden. Zo zullen effecten zoals onderliggende gebeurtenissen en multi-parton interacties(MPI) een belangrijke rol spelen en is het noodzakelijk deze effecten goed te begrijpen.

In het kader van deze thesis heb ik een bijdrage geleverd tot het ontwikkelen en valideren van de software nodig voor de Castor calorimeter. Deze software moet uiteindelijk in staat zijn om van de ruwe detectorsignalen fysische objecten te maken die geanalyseerd kunnen worden. Dit gebeurde in verschillende stappen. Zo heb ik meegeholpen met het op punt stellen van de Castor *Full Simulation*, *Digitization* en *Low Level Reconstruction* software waarna ik grotendeels de *High Level Reconstruction* en *Fast Simulation* heb ontwikkeld. De High Level Reconstruction code zorgt ervoor dat we jet of elektron/foton objecten kunnen krijgen via de creatie van CastorCell, CastorTower en CastorCluster objecten. De CastorTowers worden gecombineerd tot CastorCluster objecten met behulp van een jet of cluster algoritme. Voor Castor hebben we dan een aangepaste 1 dimensionale versie gemaakt van het algemene k_T cluster algoritme die een collectie CastorTowers combineert tot een collectie CastorClusters. Aan de hand van ingevoerde eigenschappen zoals f_{em} fracties, dieptes, breedtes, enz. kunnen we dan een onderscheid maken tussen jets en elektronen/fotonen. Uiteindelijk krijgen we CastorJet en CastorEgamma objecten waar de energie van de gevonden CastorJets nu gekalibreerd kan worden om de niet-lineaire hadron respons te compenseren. De Fast Simulation is een software-onderdeel dat veel sneller, vertrekkend vanuit enkele simpele aannames, direct High Level Reconstruction objecten produceert. We starten dan van de gegenereerde MC informatie en maken hieruit CastorTower objecten. In een eerste versie werd er rekening gehouden met de calorimeter resoluties en het lekken van elektromagnetische showers in de hadronische sectie van Castor waarna in een later stadium ook nog een ruis verwerking toegevoegd werd.

A. Castor geometrische definities [30]



B. 1 dimensionaal Castor k_T cluster algoritme

Hieronder ziet u de laatste versie (v1.3) van het 1 dimensionale k_T cluster algoritme ontworpen voor Castor. De code is gebaseerd op het originele 2 dimensionale KtJet 1.08 algoritme [41]. Onderstaande code komt uit de source file (KtAlgorithm.cc), er is ook een header file (KtAlgorithm.h) gebruikt maar deze bevat enkel de functie definities.

```
// -*- C++ -*-
//
// Package:    Castor
// Class:      KtAlgorithm
//
/**\class KtAlgorithm KtAlgorithm.cc RecoLocalCalo/Castor/src/KtAlgorithm.cc

Description: KtAlgorithm implementation for use with the CastorClusterProducer.
Code is based on the original KtJet 1.08 package source code made by
J. Butterworth, J. Couchman, B. Cox & B. Waugh and adapted to work with
CastorTower objects as input and CastorCluster objects as output.
Implementation:

*/
//
// Original Author:  Hans Van Haevermaet, Benoit Roland
// Created:         Sat May 24 12:00:56 CET 2008
// $Id: KtAlgorithm.cc,v 1.3 2009/02/27 16:11:49 hvanhaev Exp $
//
//
// include
#include <iostream>
#include <algorithm>
#include <TMath.h>

#include "DataFormats/CastorReco/interface/CastorTower.h"
#include "DataFormats/CastorReco/interface/CastorCluster.h"

#include "RecoLocalCalo/Castor/interface/KtAlgorithm.h"

#include "DataFormats/Common/interface/RefProd.h"
#include "DataFormats/Common/interface/Ref.h"
#include "DataFormats/Common/interface/RefVector.h"

#define debug 0

// namespaces
using namespace std;
using namespace reco;
using namespace math;

// typedef
typedef math::XYZPointD Point;
```

B. 1 dimensionaal Castor k_T cluster algoritme

```
typedef ROOT::Math::RhoEtaPhiPoint TowerPoint;

// help function to calculate phi within [-pi,+pi]
double KtAlgorithm::phiangle (double testphi) {
    double phi = testphi;
    while (phi>M_PI) phi -= (2*M_PI);
    while (phi<-M_PI) phi += (2*M_PI);
    return phi;
}

// recombination scheme function to make new cluster
CastorCluster KtAlgorithm::calcRecom (CastorCluster a, CastorCluster b, int recom) {
    double newE, newEmE, newHadE, newfem, newPhi, deltaPhi, deltaRho, newWidth, newDepth, newRho;

    double Ea = a.energy();
    double Eb = b.energy();

    newE = Ea + Eb;
    newEmE = a.emEnergy() + b.emEnergy();
    newHadE = a.hadEnergy() + b.hadEnergy();
    deltaPhi = phiangle(b.phi() - a.phi());
    deltaRho = b.rho() - a.rho();

    if (recom == 2) {
        // use recombination scheme 2 = Pt
        newPhi = a.phi() + deltaPhi*Eb/newE;
        newRho = a.rho() + deltaRho*Eb/newE;
    } else if (recom == 3) {
        // use recombination scheme 3 = Pt2
        newPhi = a.phi() + deltaPhi*(Eb*Eb)/((Ea*Ea) + (Eb*Eb));
        newRho = a.rho() + deltaRho*(Eb*Eb)/((Ea*Ea) + (Eb*Eb));
    } else {
        // error
        newPhi = 0.;
        newRho = 0.;
        cout << "You are using a wrong recombination scheme. Check the input tag,
        this should be 2(pt) or 3(pt2). \n";
    }

    if(debug) cout<<"<<endl;
    if(debug) cout<<"merging of tower"<<endl;
    if(debug) cout<<"tower a: "<<" energy: "<<Ea<<" rho: "<<a.rho()<<endl;
    if(debug) cout<<"tower b: "<<" energy: "<<Eb<<" rho: "<<b.rho()<<endl;
    if(debug) cout<<"tower new: "<<" energy: "<<newE<<" rho: "<<newRho<<endl;
    if(debug) getchar();

    newPhi = phiangle(newPhi);
    TowerPoint temp(newRho,a.eta(),newPhi);
    Point position(temp);
    newfem = newEmE/newE;
    newWidth = a.width() + b.width();
    newDepth = (a.depth()*Ea + b.depth()*Eb)/newE; // take weighted depth average

    CastorTowerRefVector aTowers = a.getUsedTowers();
    CastorTowerRefVector bTowers = b.getUsedTowers();
    CastorTowerRefVector newTowers;

    for (CastorTower_iterator it_aTower = (aTowers).begin(); it_aTower != (aTowers).end(); it_aTower++) {
        reco::CastorTowerRef aTower_p = *it_aTower;
        newTowers.push_back(aTower_p);
    }

    for (CastorTower_iterator it_bTower = (bTowers).begin(); it_bTower != (bTowers).end(); it_bTower++) {
```

```

    reco::CastorTowerRef bTower_p = *it_bTower;
    newTowers.push_back(bTower_p);
}

CastorCluster newCluster(newE,position,newEmE,newHadE,newfem,newWidth,newDepth,0,0,newTowers);
return newCluster;
}

// function to calculate distance delta R between 2 clusters
double KtAlgorithm::calcDistanceDeltaR (CastorCluster a, CastorCluster b) {
    double rsq,esq,asq,bsq,kt,deltaPhi;
    deltaPhi = phiangle(a.phi() - b.phi());
    rsq = deltaPhi*deltaPhi;
    asq = a.energy()*a.energy();
    bsq = b.energy()*b.energy();
    esq = std::min(asq,bsq);
    kt = esq*rsq;
    return kt;
}

// calculate dPairs vectors
std::vector<std::vector<double> > KtAlgorithm::calcdPairs
(CastorClusterCollection protoclusters, std::vector<std::vector<double> > dPairs) {
    int nRows = protoclusters.size();
    dPairs.reserve(nRows);
    // fill dPairs vector with distances
    for (int i=0;i<nRows-1;++i) {
        std::vector<double> tempvec;
        tempvec.reserve(nRows);
        for (int j=i+1;j<nRows;++j) {
            double D = calcDistanceDeltaR(protoclusters[i],protoclusters[j]);
            tempvec.push_back(D);
        }
        dPairs.push_back(tempvec);
    }
    return dPairs;
}

// calculate ddi vectors
std::vector<double> KtAlgorithm::calcdDi (CastorClusterCollection protoclusters, std::vector<double> ddi)
{
    int nRows = protoclusters.size();
    ddi.reserve(nRows);
    // fill ddi vector with energy squared
    for (int i=0;i<nRows;++i) {
        ddi.push_back(protoclusters[i].energy()*protoclusters[i].energy());
    }
    return ddi;
}

// main public function executes Kt algorithm, is called to give results
CastorClusterCollection KtAlgorithm::runKtAlgo (const CastorTowerRefVector& InputTowers,
const int recom, const double rParameter) {
    if(debug) cout<<"<<endl;
    if(debug) cout<<"-----"<<endl;
    if(debug) cout<<"entering Kt algo code"<<endl;
    if(debug) cout<<"-----"<<endl;
    if(debug) cout<<"<<endl;

    // get and check input size
    int nTowers = InputTowers.size();
    if (nTowers==0) {
        cout << "Warning: You are trying to run the KtAlgorithm with 0 input towers. \n";
    }
}

```

B. 1 dimensionaal Castor k_T cluster algoritme

```
}

// define output
CastorClusterCollection protoclusters, clusters;
protoclusters.reserve(InputTowers.size());

// copy towers to protoclusters vector
for (CastorTower_iterator it_tower = (InputTowers).begin(); it_tower != (InputTowers).end(); it_tower++)
{
    reco::CastorTowerRef tower_p = *it_tower;
    TowerPoint temp(tower_p->rho(),tower_p->eta(),tower_p->phi());
    Point position(temp);
    CastorTowerRefVector usedTowers;
    usedTowers.push_back(tower_p);
    protoclusters.push_back(CastorCluster(tower_p->energy(),position,tower_p->emEnergy(),
    tower_p->hadEnergy(),tower_p->fem(),0,tower_p->depth(),0,0,usedTowers));
}

// start merging until only one cluster is left
int ncluster;
while (ncluster=protoclusters.size(>1) {

    // call calcdDi and calcdPairs function
    std::vector<double> ddi;
    std::vector<std::vector<double> > dPairs;
    ddi = calcdDi(protoclusters,ddi);
    dPairs = calcdPairs(protoclusters,dPairs);

    int iPairMin, jPairMin;
    double dPairMin, dClusterMin;

    // find min of dPairs
    double temp = dPairs[0][0];
    iPairMin = 0;
    jPairMin = 1;
    for (size_t i=0;i<dPairs.size();i++) {
        for (size_t j=0;j<dPairs[i].size();j++) {
            if (dPairs[i][j] < temp) {
                temp = dPairs[i][j];
                iPairMin = i;
                jPairMin = j+i+1;
            }
        }
    }
    dPairMin = temp;

    // find min of ddi vector
    double temp2 = ddi[0];
    int iClusterMin = 0;
    for (size_t i=0;i<ddi.size();i++) {
        if (ddi[i] < temp2) {
            temp2 = ddi[i];
            iClusterMin = i;
        }
    }
    dClusterMin = temp2;
    dClusterMin = dClusterMin*rParameter*rParameter;

    // take min dPairs and ddi and merge or not
    if ( dPairMin < dClusterMin ) {
        // merge the 2 protoclusters and put it in the protocluster list at iPairMin
        CastorCluster recombined = calcRecom(protoclusters[iPairMin],protoclusters[jPairMin],recom);
        protoclusters[iPairMin] = recombined;
    }
}
```

```

    protoclusters.erase(protoclusters.begin()+jPairMin);
} else {
// put protocluster iClusterMin in list of final clusters and remove protocluster iClusterMin
clusters.push_back(protoclusters[iClusterMin]);
protoclusters.erase(protoclusters.begin()+iClusterMin);
}

}

// end of loop, should have ncluster = 1
clusters.push_back(protoclusters[0]); // if there's only one protocluster left, make a cluster of it

// calculate width, fhot and sigma_z of all the clusters
double sum_e;
double sum_distances;
double clusterwidth;

double clusterfhot;

double weight;
double zmean;
double z2mean;
double clustersigmaz;

if(debug) cout<<endl;
if(debug) cout<<"number of clusters in the event: "<<clusters.size()<<endl;

// loop over clusters
for (size_t i=0;i<clusters.size();i++) {
    CastorTowerRefVector usedTowers = clusters[i].getUsedTowers();

    if(debug) cout<<endl;
    if(debug) cout<<"cluster: "<<i+1<<" is made of: "<<usedTowers.size()<<" towers"<<endl;

    sum_e = 0.;
    sum_distances = 0.;
    clusterwidth = 0;

    clusterfhot = 0;

    weight = 0.;
    zmean = 0.;
    z2mean = 0.;
    clustersigmaz = 0;

    // loop over towers
    for (CastorTower_iterator it_tower = (usedTowers).begin(); it_tower != (usedTowers).end(); it_tower++)
    {
        reco::CastorTowerRef tower_p = *it_tower;

        sum_e+= tower_p->energy();
        sum_distances+= pow(phiangle(tower_p->phi() - clusters[i].phi()),2)*tower_p->energy();
        clusterfhot+=tower_p->fhot()*tower_p->energy();

        // loop over cells
        for (CastorCell_iterator it = tower_p->cellsBegin(); it != tower_p->cellsEnd(); it++) {
reco::CastorCellRef cell_p = *it;

Point rcell = cell_p->position();
double Ecell = cell_p->energy();

weight+=Ecell;
zmean+=Ecell*cell_p->z();

```

B. 1 dimensionaal Castor k_T cluster algoritme

```
z2mean+=Ecell*cell_p->z()*cell_p->z();
    } // end loop over cells
} // end loop over towers

zmean/=weight;
z2mean/=weight;
double sigmaz2 = z2mean - zmean*zmean;
if(sigmaz2 > 0) clustersigmaz = std::sqrt(sigmaz2);

clusterwidth = sqrt(sum_distances/sum_e);
clusterfhot/=sum_e;

TowerPoint clustertempos(clusters[i].rho(),clusters[i].eta(),clusters[i].phi());
Point clusterpos(clustertempos);
clusters[i] = CastorCluster(clusters[i].energy(),clusterpos,clusters[i].emEnergy(),
clusters[i].hadEnergy(),clusters[i].fem(),clusterwidth,
clusters[i].depth(),clusterfhot,clustersigmaz,clusters[i].getUsedTowers());
if(debug) cout<<endl;
if(debug) cout<<"cluster: "<<i+1<<" sigma z: "<<clusters[i].sigmaz()<<" fhot: "<<clusters[i].fhot()
<<" rho: "<<clusters[i].rho()<<endl;
if(debug) getchar();
if(debug) cout<<endl;
if(debug) getchar();
} // end loop over clusters

return clusters;
}
```

Bibliografie

- [1] S. Myers, *Summary of Chamonix 09*, Status of machine presentation, CMS week, 16th March 2009
- [2] The CMS Collaboration, *The Compact Muon Solenoid Experiment*, <http://cms.web.cern.ch/cms/index.html>, CERN 2008
- [3] The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08004
- [4] U. Felzmann, *CMS Conventions*, r21, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CMSConventions>
- [5] Cheuk-Yin Wong, *Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions*, World Scientific Pub Co Inc (December 1994)
- [6] P. Van Mechelen, *Forward Physics at the LHC*, talk at the "3rd International Conference on Hard and Electromagnetic Probes of High Energy Nuclear Collisions" (HP 2008), 8-14 June 2008, Illa da Toxa (Galicia), Spain
- [7] B. Roland, *Forward physics capabilities of CMS with the Castor and ZDC detectors*, DIS09, 26-30 April 2009, Madrid
- [8] Castor Collaboration, *Castor Engineering Design Review*, 31 october 2007
- [9] A.D. Martin, *Proton structure, partons and DGLAP*, lecture at school on QCD, Calabria, July 2007
- [10] H. Jung, *QCD and MC simulation*, lecture 1, QCD and Monte Carlos Lecture Course, Antwerp 2008 - 2009
- [11] H. Jung, *QCD and MC simulation*, lecture 2, QCD and Monte Carlos Lecture Course, Antwerp 2008 - 2009
- [12] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An introductory course in modern particle physics.*, John Wiley and Sons, 1984
- [13] D. H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, Cambridge University Press, 4th Edition, 2000

- [14] Deutsches Elektronen-Synchrotron, *Super electron microscope HERA*, http://zms.desy.de/research/accelerators/super_electron_microscope_hera/index_eng.html
- [15] M. Kuhlen, *QCD and the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA*, arXiv:hep-ph/9712505v1, 23 Dec 1997
- [16] P. Van Mechelen, *Experimental Summary*, proceedings of the XXXVIII International Symposium on Multiparticle Dynamics, (ISMD 2008), 15-20 September 2008, DESY Hamburg
- [17] H1 Collaboration, *Forward Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, arXiv:hep-ex/0508055v1, 29 August 2005
- [18] ZEUS Collaboration, *Forward-jet production in deep inelastic ep scattering at HERA*, arXiv:hep-ex/0707.3093v5, 14 November 2007
- [19] ZEUS Collaboration, *Forward jet production in deep inelastic ep scattering and low-x parton dynamics at HERA*, arXiv:hep-ex/0502029v1, 16 February 2005
- [20] H1 Collaboration, *Three- and Four-jet Production at Low x at HERA*, arXiv:hep-ex/0711.2606v1
- [21] F.D. Aaron, E. Rizvi et al., *QCD Fits using combined H1 and ZEUS inclusive data*, H1 note, H1prelim-08-045 (2008)
- [22] R. Wigmans, *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*, International Series of Monographs on Physics, Oxford Science Publications, 2000
- [23] C. Grupen, *Particle Detectors*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge University Press, 1st edition 1996
- [24] R. Frühwirth et al, *Data Analysis Techniques for High Energy Physics*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge University Press, 2nd edition, 2000
- [25] C. Amsler et al., *The Review of Particle Physics*, Particle Data Group(PDG), Physics Letters B667, 1 (2008), <http://pdg.lbl.gov/>
- [26] X. Aslanoglou et al., *First performance studies of a prototype for the CASTOR forward calorimeter at the CMS experiment*, arXiv:0706.2576
- [27] X. Aslanoglou et al., *Performance Studies of Prototype II for the CASTOR forward Calorimeter at the CMS Experiment*, arXiv:0706.2641
- [28] X. Aslanoglou et al., *Performance studies of the final prototype for the CASTOR forward calorimeter at the CMS experiment*, CMS NOTE-2008/022

-
- [29] L. Gouskos, P. Katsas, *Castor Detector*, <http://cmsdoc.cern.ch//cms/castor/html/>
- [30] Castor Collaboration, *CASTOR Forward Calorimeter - Twiki home page*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CASTOR>
- [31] H1 SPACAL Group, *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter*, NIM A386 (1997) 397-408
- [32] A. D. Panagiotou, *CASTOR Status - News*, CASTOR meeting CMS week 17/03/09
- [33] S. Ochesanu, *Castor Full Simulation Status*, Forward Physics Meeting, 10th December 2008, CMS Week
- [34] S. Ochesanu, *Full Simulation Studies*, CASTOR Meeting, 17th March 2009, CMS Week
- [35] T. Sjöstrand et al., *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, arXiv:hep-ph/0603175, March 2006
- [36] S. Agostinelli et al., *Geant4 - A Simulation Toolkit*, Nuclear Instruments and Methods A 506 (2003) 250-303
- [37] J. Yarba, *Full Simulation Offline Guide*, r27, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideSimulation>
- [38] S. Abdouline, *Hcal Signal Evaluation*, r32, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HcalSignalEvaluation>
- [39] B. Roland, *Pion identification in Castor*, presentation at CMS Forward Physics meeting, 3th February 2009
- [40] G. C. Blazey et al., *Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*, arXiv:hep-ex/0005012v2, 10 May 2000
- [41] J. M. Butterworth et al., *KtJet: A C++ implementation of the k_T clustering algorithm*, arXiv:hep-ph/0210022v1, 1 October 2002
- [42] S. Ochesanu et al., *Castor reconstruction and fast simulation*, presentation at joint Forward/QCD/JetMET physics meeting, 5 June 2008
- [43] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications (June 1, 1965)
- [44] A. Adigüzel and T. Karaman, *Pedestal Stability*, Cukurova University, CASTOR weekly meeting, October 7 2008