



Universiteit  
Antwerpen

FACULTEIT WETENSCHAPPEN  
DEPARTEMENT FYSICA

ACADEMIEJAAR 2010-2011

---

**Studie van de geladen deeltjes multipliciteit in  
minimum-bias proton-proton botsingen in de CMS  
detector aan de LHC**

---

*Auteur:*  
Sten Luyckx

*Promotor:*  
Prof. Dr. N. Van Remortel  
*Co-Promotor:*  
Dr. X. Janssen



# Dankwoord

In dit dankwoord wil ik eerst en vooral mijn promotor Prof. Dr. Nick Van Remortel bedanken om mij dit interessant onderwerp toe te vertrouwen. Bedankt ook om de theoretische kennis in dit onderwerp bij te schaven en mijn vragen te beantwoorden. Verder wil ik mijn co-promotor Dr. Xavier Janssen bedanken om mij de kennis van het ROOT software pakket bij te brengen en voor de begeleiding tijdens het hele verloop van deze thesis. Ook dank aan PhD student Romain Rougny om me vertrouwd te maken met de ontvouwingscode en voor de hulp bij het debuggen van mijn code. Verder wil ik ook de hele EDF groep bedanken voor de toffe sfeer waarin ik de laatste twee jaar heb mogen doorbrengen.

Ook wil ik mijn klasgenoten van de hele fysica opleiding bedanken voor de tijd die we samen hebben doorgebracht en de vele discussies die we gevoerd hebben. Als laatste veel dank aan mijn familie voor de steun om dit allemaal waar te kunnen maken.

Sten Luyckx  
26 mei 2011



# Inhoudsopgave

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Dankwoord</b>   | <b>i</b>  |
| <b>1 Inleiding</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2 Sterke wisselwerking, quarks en gluonen</b>                           | <b>3</b>  |
| 2.1 Historiek . . . . .  | 3         |
| 2.2 Kwantumchromodynamica . . . . .  | 4         |
| 2.2.1 Color confinement . . . . .  | 5         |
| 2.2.2 Gekleurde gluonen . . . . .  | 5         |
| 2.2.3 Asymptotische vrijheid en (anti-)screening . . . . .                 | 5         |
| <b>3 QCD en het Parton Model</b>   | <b>9</b>  |
| 3.1 QCD factorisatie theorema en het harde interactie formalisme . . . . . | 9         |
| 3.2 Parton cross secties . . . . .   | 12        |
| 3.2.1 NLO berekeningen . . . . .   | 13        |
| 3.2.2 Alle orde benaderingen: Parton Showers . . . . .                     | 14        |
| 3.2.3 Samenvoegen van parton showers en vaste orde berekeningen . . . . .  | 15        |
| 3.3 Parton distributie functies . . . . .                                  | 15        |
| <b>4 Hadron-hadron botsingen</b>   | <b>17</b> |
| 4.1 Soorten verstrooiingen . . . . .                                       | 17        |
| 4.2 Fragmentatie . . . . .   | 21        |
| 4.2.1 PYTHIA en het Lund string model . . . . .                            | 21        |
| 4.2.2 HERWIG en het Cluster model . . . . .                                | 21        |
| 4.2.3 PHOJET en het Dual Parton model . . . . .                            | 22        |
| 4.3 Multi-parton interactions . . . . .                                    | 23        |
| 4.3.1 PYTHIA en het Lund string model . . . . .                            | 26        |

---

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 4.3.2    | HERWIG en het Cluster Model . . . . .                          | 28        |
| 4.4      | Het onderliggende event in proton-proton interacties . . . . . | 29        |
| 4.5      | Gebruikte Modellen . . . . .                                   | 30        |
| 4.6      | Gevoelige fysische grootheden . . . . .                        | 30        |
| <b>5</b> | <b>Het CMS experiment aan de LHC</b>                           | <b>33</b> |
| 5.1      | Large Hadron Collider (LHC) . . . . .                          | 33        |
| 5.2      | Compact Muon Solenoid (CMS) . . . . .                          | 34        |
| 5.2.1    | Tracker . . . . .  | 36        |
| 5.2.2    | Trigger . . . . .  | 36        |
| 5.3      | Pile-up events . . . . .                                       | 37        |
| 5.4      | Data sample en minimum-bias trigger . . . . .                  | 37        |
| <b>6</b> | <b>Data Verwerking en Analyse</b>                              | <b>39</b> |
| 6.1      | Spoor reconstructie . . . . .                                  | 39        |
| 6.2      | Herweging $z$ vertex . . . . .                                 | 40        |
| 6.3      | Event acceptanties . . . . .                                   | 40        |
| 6.4      | Correcties . . . . .   | 42        |
| 6.4.1    | NSD selectie . . . . .   | 42        |
| 6.4.2    | Algemeen . . . . .   | 42        |
| 6.4.3    | Ontvouwing . . . . .   | 42        |
| 6.4.4    | Efficiënties . . . . .   | 47        |
| 6.5      | Statistische onzekerheden . . . . .                            | 48        |
| 6.6      | Systematische onzekerheden . . . . .                           | 48        |
| 6.6.1    | Trigger en event selectie efficiëntie . . . . .                | 49        |
| 6.6.2    | Tracking efficiëntie en acceptantie . . . . .                  | 49        |
| 6.6.3    | Model afhankelijkheid . . . . .                                | 51        |
| 6.6.4    | Iteraties ontvouwingsprocedure . . . . .                       | 51        |
| 6.6.5    | Gebruik tracking algoritme . . . . .                           | 52        |
| 6.6.6    | Gebruik onzekerheid bij spoor selectie . . . . .               | 52        |
| 6.6.7    | Gebruik $z$ herweging . . . . .                                | 54        |
| 6.6.8    | Totale systematische onzekerheid . . . . .                     | 54        |

---

|  |           |
|--|-----------|
| <b>7 Resultaten</b>                                  | <b>56</b> |
| 7.1 Vergelijking NSD paper . . . . .                 | 56        |
| 7.2 Test Negatief-Binomiale Distributie . . . . .    | 57        |
| 7.3 Vergelijking met theoretische modellen . . . . . | 57        |
| 7.4 Vergelijking met andere experimenten . . . . .   | 58        |
| <b>8 Besluit</b>                                     | <b>64</b> |
| <b>Bibliografie</b>                                  | <b>66</b> |
| <b>Summary</b>                                       | <b>73</b> |

# Hoofdstuk 1

## Inleiding

De wereld van de deeltjesfysica staat niet stil. Jarenlang onderzoek en steeds krachtigere versnellers hebben geleid tot de ontwikkeling van het *Standaard Model*. Dit Standaard Model is een theorie die de elektrozwakke [1, 2, 3] en de sterke interacties [4] verenigt samen met alle gekende elementaire deeltjes die gepaard gaan met deze interacties. Deze interacties worden beschreven door een ijktheorie met de groep  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Dit Standaard Model is consistent met zijn voorspellingen tot een energie van de orde van 100 GeV en overeenkomstige afstandsschalen van  $10^{-16}$  m.

Het model voorspelt verder het bestaan van het Higgs Boson [5, 6, 7, 8], een deeltje waar nog geen experimenteel bewijs voor gevonden is. [9] Er wordt verwacht dat een gedetailleerde studie van de TeV-energieschaal hier uitsluitsel over kan geven.

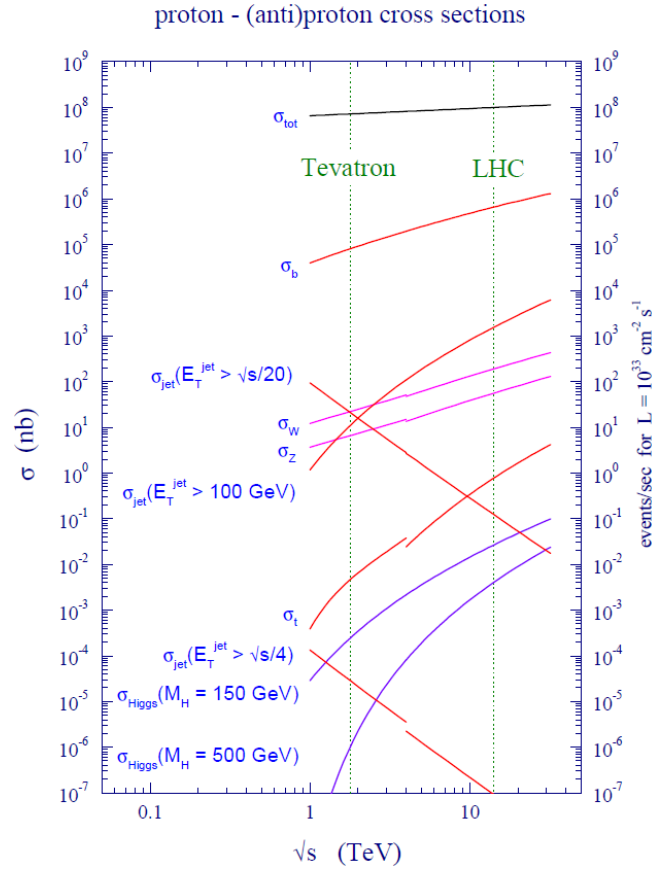
Waar wel zekerheid over bestaat, is dat het Standaard Model geen complete theorie is van de fundamentele interacties. Er zijn neutrino's waargenomen die oscilleren [9], de oorsprong van donkere materie is onbekend [10] en het Standaard Model biedt geen uitleg voor de geobserveerde asymmetrie tussen materie en antimaterie in het universum. De theorie bevat verder geen beschrijving voor gravitatie, waardoor de unificatie van alle interacties nog ontbreekt. Verschillende extensies voor dit Standaard Model, welke typisch gepaard gaan met extra deeltjes of nieuwe interacties, zijn ontwikkeld, maar moeten getoetst worden aan de realiteit.

Er zijn dus meer dan genoeg redenen om de TeV-energieschaal te gaan bestuderen. De Large Hadron Collider (LHC) gebouwd aan het CERN laboratorium te Genève, Zwitserland voldeet, met zijn bundel energie van 7 TeV bij een ontwerp luminositeit<sup>1</sup> van  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , aan alle eisen om dit nieuwe energiegebied te bestuderen.

Zoals verder zal worden toegelicht, is het voor elke fysische studie aan de LHC van noodzakelijk belang om de meest voorkomende Kwantumchromodynamische (QCD) processen volledig te begrijpen. Om dit begrip te verkrijgen, moet men niet enkel de *harde* processen met een grote impulsoverdracht bestuderen, maar vooral de zogenaamde *zachte* processen die gepaard gaan met een kleine impulsoverdracht. Zachte processen zullen bij hoge luminositeit worden gesuperponeerd bovenop de processen waar grote impulsoverdrachten plaatsvinden. Men verwacht dat bij maximale luminositeit er gemiddeld 20 van zulke *pile-up* processen aanwezig zullen zijn.

---

<sup>1</sup>Luminositeit is een maat voor de bundelintensiteit van een versneller. Het aantal interacties dat per seconde plaatsvindt is proportioneel met de luminositeit.



**Figuur 1.1:** NLO QCD voorspelling van de harde verstrooiings cross-secties voor de Tevatron en de LHC. (Lijnen zijn gesplitst bij de overgang van  $p\bar{p}$  naar  $pp$  cross secties) [11]

Bovendien hebben we bij de LHC te maken met botsingen tussen protonen. Wanneer quarks of gluonen, de fundamentele constituenten van het proton, op elkaar worden verstrooid zal het proton opbreken. Hierbij ontstaan extra zachte interacties tussen de brokstukken van de verstrooide protonen. De fysica van het zogenaamde *onderliggende event* of *underlying event* wordt door dezelfde fenomenologische modellen beschreven als de zachte QCD verstrooiingen, hetgeen het belang van de studie van zachte processen nogmaals benadrukt.

De fenomenologie van QCD processen wordt geïmplementeerd in zogenaamde Monte Carlo generatoren. Deze computerberekeningen maken statistische voorspellingen van observeerbare kinematische grootheden, alsook het totaal aantal geproduceerde deeltjes mogelijk. Het is vooral deze laatste grootheid die gevoelig is aan de computermodellen en wordt in deze thesis uitvoerig bestudeerd.

Figuur 1.1 toont de waarschijnlijkheid om een bepaald proces te observeren ten opzichte van de totale cross-sectie. Hierop is duidelijk te zien dat bijvoorbeeld de productie van jets met een hoge transversale energie maar 1 keer op 10000 voorkomt bij een event in de LHC. Alle andere events zijn zachte verstrooiingen, processen met een lage impulsoverdracht.

## Hoofdstuk 2

# Sterke wisselwerking, quarks en gluonen

### 2.1 Historiek

Kwantumchromodynamica (QCD) is de onderliggende theorie van de harde en zachte hoge energie hadron botsingen. Het is de theorie die de sterke kernkracht beschrijft. Voordat er verder wordt gegaan met de QCD theorie, wordt er even teruggeblikt op de historische ontwikkeling van QCD. [12]

Midden jaren zestig had men een heel ander beeld over de sterke wisselwerking. De sterke wisselwerking was gebaseerd op de algemene principes van verstrooiings amplitudes (analyciteit, unitariteit, crossing, . . . ), welke ontwikkeld waren zonder de informatie dat er nog elementaire bestanddelen bestonden binnenin hadronen. Het algemeen aanvaarde idee was dat de sterke interactie niet beschreven kon worden door een genormaliseerde veldtheorie van puntdeeltjes, welke wel zeer succesvol was in de Kwantumelektrodynamica (QED). [13, 14]

In deze context ontstond de *Regge theorie* [15] en zijn generalisaties zoals het *Dual model* [16] en *Reggeon calculus* [17] welke deeltjes tot op een eerste benadering beschreven als analytische functies van de verstrooiingsmatrix (S matrix). Een grote hoeveelheid aan experimentele data, zoals bijna-voorwaartse elastische, diffractieve en hoge multipliciteits inelastische verstrooiing, zijn nog altijd het best begrepen in deze taal. Deze ontwikkelingen gaven natuurlijk ook aanleiding tot de *string theory*. [18]

De zwakke en elektromagnetische interacties van hadronen met leptonen werden (en worden nog steeds) het best beschreven met behulp van stroom algebra. [19] Deze algebra leverde elementaire operatoren (de stromen) op, zelfs zonder begrip te hebben van het bestaan van elementaire deeltjes. De stromen zelf werden gelinkt aan de sterke interacties met behulp van de gedeeltelijk behouden axial-vector stroom hypothese, wat leidde tot een effectieve veldtheorie voor pionen. [20] Deze theorie geldt vandaag nog steeds als het fundamenteel beeld van lage energie sterke interacties. [21, 22] In deze rijke hoeveelheid van standpunten en theorieën kwamen de partonen en de quarks naar boven.

In de jaren zestig en zeventig toonden de verstrooiings experimenten bij SLAC [23] als eerste aan dat er een puntvormige substructuur terug te vinden is in hadronen. [24, 25] Het *Parton Model* [26, 27, 28] toonde dat de elementaire bestanddelen, welke zwak interageren, overtui-

gend de experimentele resultaten konden verklaren. Belangrijke namen zoals Feynman en Bjorken waren bij deze ontwikkelingen betrokken.

In dezelfde periode rationaliseerde het quark model ook de hadron spectroscopie. Hieruit groeide uiteindelijk het idee van *kleur*: [29, 30] een nieuw kwantumgetal, oorspronkelijk gepostuleerd om de schijnbare paradox te voorkomen dat het quark model nood heeft aan spin- $\frac{1}{2}$  quarks met boson statistiek.

Het idee om het globale kleurmodel uit te breiden tot een ijktheorie, was een natuurlijk evolutie. Hierbij werd het duidelijk dat elke veldtheorie van de sterke interactie genoodzaakt was om een energieafhankelijke koppelingsconstante te hebben. Dit was nodig om de theorie te harmoniseren met de lage energie oorsprong van de sterke wisselwerking. De sterke wisselwerking wordt zwak bij hoge energie (of korte afstand). Aan dit concept van asymptotische vrijheid (zie sectie 2.2.3) wordt voldaan in de Kwantumchromodynamica of QCD.

## 2.2 Kwantumchromodynamica

Zoals hierboven beschreven behandelt QCD hadronen niet als elementaire deeltjes, maar als samengestelde deeltjes, welke bestaan uit elementaire quarks. Deze quarks zijn spin- $\frac{1}{2}$  fermionen met verschillende intrinsieke eigenschappen, zoals massa, elektrische lading en spin. Ze komen voor in verschillende *flavours*. Voor elke quark bestaat er ook een antiquark met dezelfde massa en spin, maar met een tegengestelde elektrische lading, baryongetal, isospin, charmness,...

De QCD theorie is een ijktheorie welke vele overeenkomsten, maar ook enkele belangrijke verschillen heeft met de kwantumelectrodynamica (QED), de relativistische kwantumveldentheorie van het elektromagnetisme. [31]

De gelijkenissen worden weergegeven in tabel 2.1. De fundamentele deeltjes in QED zijn de leptonen, deze in QCD zijn de quarks. Het ijkboson, de spin-1 drager van de kracht, is bij een QED veld een foton en bij een QCD veld een quark. In QED is de bron van de interactie afkomstig van de elektrische lading, waarbij de sterkte afhankelijk is van de fijnstructuurconstante  $\alpha$ . Bij QCD is de kleurlading de bron van de interactie en is de sterkte afhankelijk van de koppelingsconstante  $\alpha_s$ .

Er zijn ook enkele belangrijke verschillen. Quarks bezitten enerzijds ook een *flavour* kwantumgetal en anderzijds dragen ze een kleurlading. Deze kleurlading wordt opgebouwd uit rood, groen en blauw. Vermits leptonen geen kleur bezitten, zijn ze dan ook niet onderhevig aan de sterke wisselwerking. Antiquarks hebben verder een tegengestelde antikleur.

|                       | QED                    | QCD         |
|-----------------------|------------------------|-------------|
| Fundamentele deeltjes | Geladen leptonen       | Quarks      |
| Ijkbosonen            | Fotonen                | Gluonen     |
| Interactiebron        | Lading                 | Kleurlading |
| Sterkte               | $\alpha = e^2/\hbar c$ | $\alpha_s$  |

**Tabel 2.1:** De analogie tussen QED en QCD

### 2.2.1 Color confinement

Als men de extra kleur vrijheidsgraad van de quarks in rekening brengt, kan men verwachten dat er meerdere hadronen bestaan die volledig gelijk zijn, behalve in de kleur vrijheidsgraad. Vermits er maar 1 soort van elk hadron wordt waargenomen, moeten hadronen kleur neutraal zijn. Dit betekent dat enkel kleurloze deeltjes, deeltjes zonder netto kleur, kunnen bestaan als vrije deeltjes. Quarks kunnen dus niet worden afgezonderd, waardoor ze niet rechtstreeks kunnen worden waargenomen. [32] Dit fenomeen wordt ook wel *color confinement* genoemd. Dit heeft als gevolg dat baryonen, een combinatie van drie quarks, steeds bestaan uit de combinatie van de drie verschillende kleuren. Daarentegen bestaan mesonen uit een quark met een zekere kleur en een antiquark met dezelfde antikleur. Combinaties zoals twee quarks en een antiquark zijn dus niet mogelijk.

### 2.2.2 Gekleurde gluonen

Een tweede fundamenteel verschil is de lading van het ijkboson. In QED is het foton elektrisch neutraal, maar in QCD zijn de gluonen kleurgeladen. De gluonen zijn samengesteld uit een kleur en een antikleur. Uitgaande van de drie basiskleuren is het mogelijk om negen onafhankelijke kleur-antikleurcombinaties samen te stellen. De combinatie  $r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}$  is echter kleurneutraal én volledig symmetrisch. Omdat deze combinatie invariant is ten opzichte van een herdefinitie van de kleurnamen (m.a.w. een rotatie in de kleurruimte), neemt ze niet deel aan de sterke wisselwerking en blijven er slechts acht verschillende actieve gluontoestanden over.

Er is echter nog een interessante eigenschap aan gluonen. Omdat de gluonen zelf ook kleurgeladen zijn, interageren ze niet enkel met de quarks, maar kunnen ze ook met elkaar interageren.

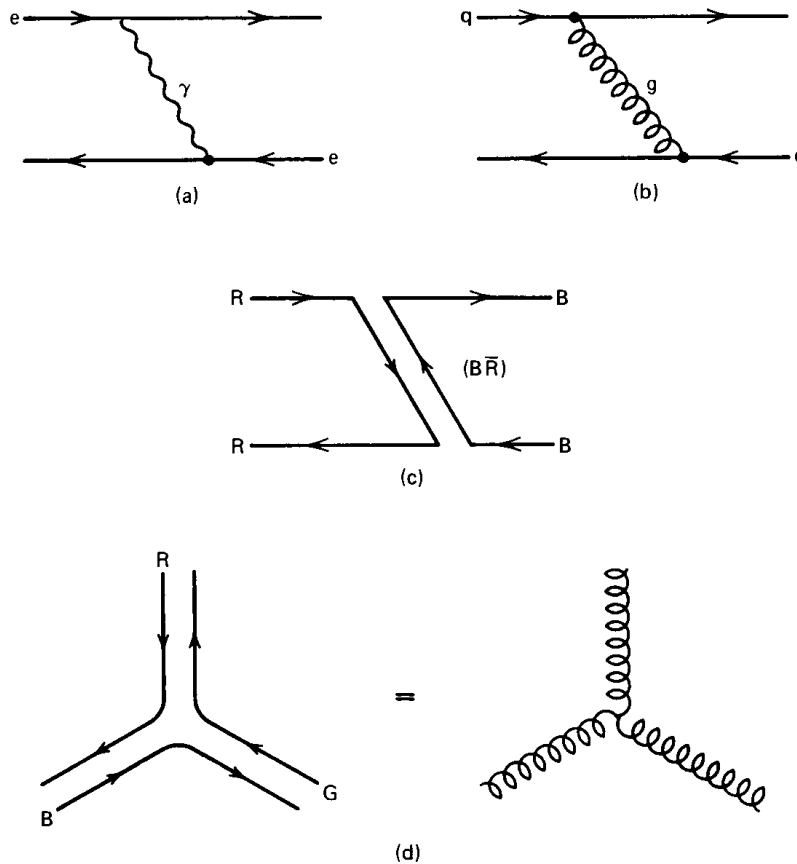
De interacties met de ijkbosonen zijn weergegeven in figuur 2.1. In (a) is een elektromagnetische interactie met een foton uitwisseling weergegeven. (b) toont dan weer een sterke interactie met gluon uitwisseling. De kleurstroom van deze interactie is weergegeven in (c). Als laatste is ook de zelfkoppeling van gluonen weergegeven in (d).

### 2.2.3 Asymptotische vrijheid en (anti-)screening

Het bestaan van de directe koppeling tussen gluonen heeft dramatische gevolgen. Dit wordt duidelijk als het effect van *charge screening* in QED en QCD bestudeerd wordt. De *screening* van de elektrische lading in kwantumelektrodynamica is geïllustreerd in figuur 2.2.

In kwantumveldentheorie is een elektron niet zomaar een elektron. Het kan namelijk plotseling een foton uitstralen, of het kan een foton uitstralen dat vervolgens annihileert in een elektron-positron paar en zo voort. Met andere woorden, een elektron in kwantumveldentheorie vertoont zich in vele vermommings. Een mogelijkheid is weergegeven in figuur 2.2a. Belangrijk hierbij is dat het originele elektron omgeven is door  $e^-e^+$  paren en de positronen zich bij voorkeur het dichtste bij het elektron bevinden, omdat tegengestelde ladingen elkaar aantrekken. Bijgevolg is het elektron omgeven door een gepolariseerde wolk van ladingen, met de positieve ladingen dicht bij het elektron. De negatieve lading van het elektron is dus gescreend. Dit effect wordt ook wel *charge screening* genoemd.

Als men de lading van het elektron wil bepalen met behulp van de Coulomb kracht ervaren door een testlading, zal het resultaat afhankelijk zijn van de plaats van deze testlading. Als de testlading zich dicht bij het elektron bevindt en de wolk van positronen bin-

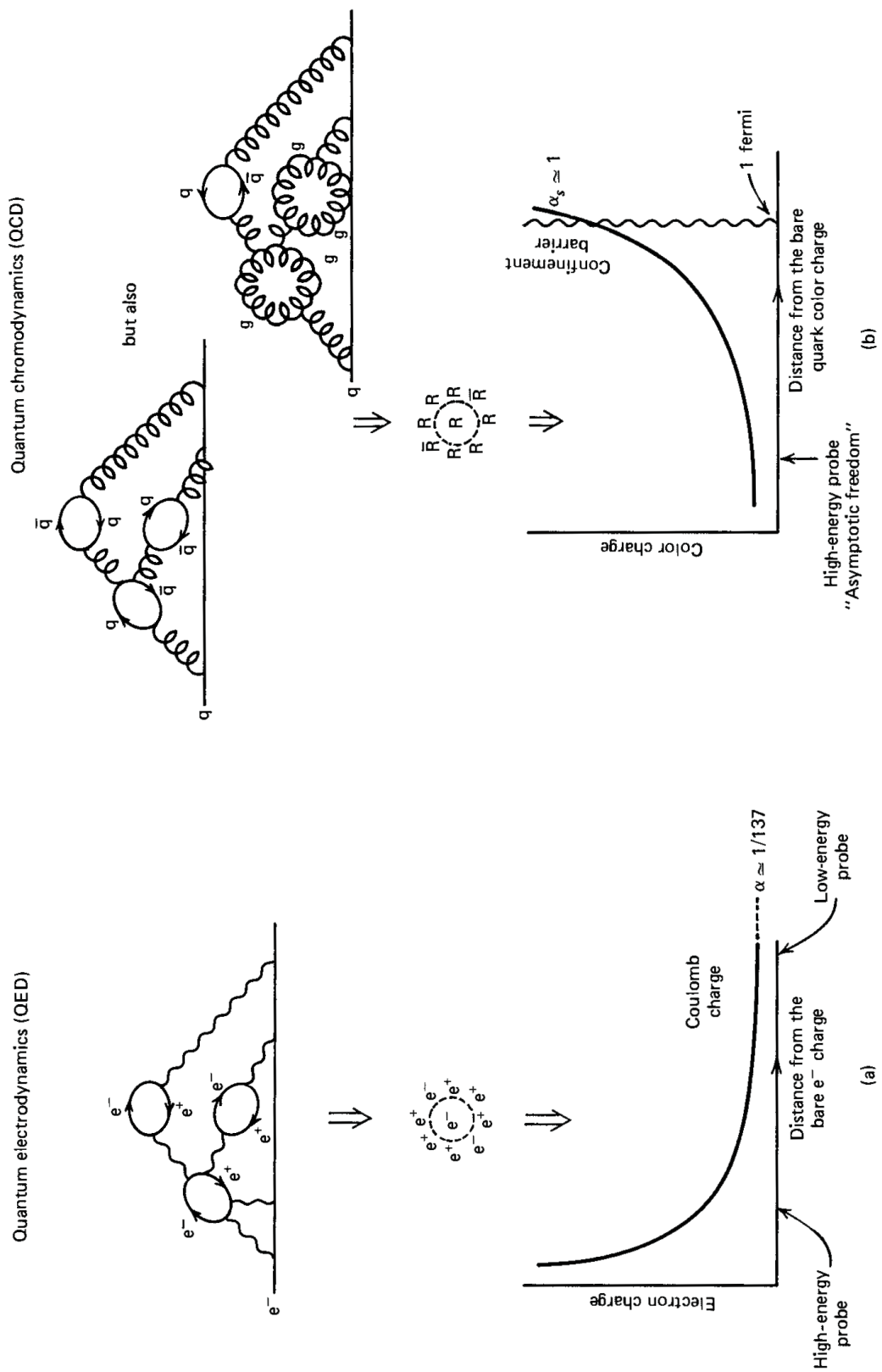


**Figuur 2.1:** (a) elektromagnetische interactie via foton uitwisseling; (b) sterke interactie via gluon uitwisseling; (c) weergave van de kleurstroom uit (b); (d) zelfkoppeling van gluonen [33]

nendringt, zal de lading die gemeten wordt groter worden.

In kwantumveldentheorie is het vacuum dat het elektron omringt een gepolariseerd medium geworden. De “gemeten lading” zal dus afhankelijk zijn van de afstand waarvan men het elektron bestudeert. Dit resultaat is ook geschetst in figuur 2.2a. Deze variatie van de lading wordt in QED gemeten door alle mogelijke configuraties van de ladingswolk van het elektron te overwegen. Zo één mogelijke configuratie is weergegeven in 2.2a.

Dezelfde berekening kan gemaakt worden voor de kleurlading van een quark. *Color screening* is echter geen gewone kopie van charge screening. Vermits gluonen ook met zichzelf kunnen interageren, moeten er extra configuraties meegeteld worden als men de screening rond een quark wil bekijken. Een voorbeeld van zo een configuratie is weergegeven in figuur 2.2b. De gluonen, welke ook kleur dragen, spreiden de effectieve kleurlading van de quark mee uit. Het blijkt zelfs zo dat de bijkomende diagrammen het vertrouwde resultaat van de kwantumelektrodynamica omkeren. Een rode lading prefereert extra rode ladingen rondom zich, wat weergegeven is in figuur 2.2b. Als een testlading zich nu dichterbij de origineel rode quark beweegt, dringt de probe de sfeer van hoofdzakelijk rode ladingen binnen en de hoeveelheid van de gemeten rode lading zal dalen. De resulterende *antiscreening* van deze rode kleur is weergegeven in figuur 2.2b. Asymptotisch interageren twee rode ladingen via sterk verzwakte kleurvelden, waardoor ze een toestand gaan benaderen waar ze zich gedragen als essentieel vrije, niet-interagerende deeltjes.



**Figuur 2.2:** Screening van de (a) elektrische en (b) kleur lading in kwantumveldentheorie [33]

Dit fenomeen waar quarks en gluonen bij hoge energie slechts zwak interageren is gekend als de *asymptotic freedom* van QCD. Deze asymptotische vrijheid werd ontdekt in 1973 door David Gross en Frank Wilczek [34] en David Politzer [35] gebaseerd op originele inzichten van G. 't Hooft. In 2004 hebben Gross, Wilczek en Politzer voor deze ontdekking de Nobelprijs voor de Natuurkunde ontvangen.

De sterkte van de interactie tussen twee deeltjes wordt theoretisch beschreven door de dimensionale koppelingsconstante  $\alpha$ . Deze constante is dus echter geen constante, maar is afhankelijk van  $Q^2$ , het kwadraat van de vierimpulsoverdracht  $q^\mu$ . De bepaling van de koppelingsconstante  $\alpha$  voor QED is recent nog verfijnd. Zie hiervoor Hanneke et al. [36]. De koppelingsconstante van QCD vertoont een fundamenteel verschil, vermits men moet rekening houden met de zelfkoppeling van de gluonen, zoals hierboven al beschreven is.

Wegens de asymptotische vrijheid bij grote energieën (grote  $Q^2$ ) of bij kleine afstanden (kleine  $r$ ), kan men deze QCD koppelingsconstante perturbatief berekenen. Een eerste orde perturbatieve analytische berekening [37] leidt tot

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f) \ln\left(\frac{|Q|^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (2.1)$$

In deze vergelijking is  $n_f$  het aantal *flavours* of smaken. Dit aantal is afhankelijk van  $Q^2$  en is een getal tussen drie en zes.<sup>1</sup>  $\Lambda_{QCD}$  is een schalingsparameter, welke niet door de QCD theorie bepaald wordt. Deze parameter is experimenteel bepaald en blijkt  $\Lambda_{QCD} = 140 \pm 60 \text{ MeV}$  te zijn.

Vermits  $n_f$  maximaal 6 is, is  $11 - \frac{2}{3}n_f$  steeds positief, waardoor  $\alpha_s$  zal dalen voor een toenemende  $Q^2$  om uiteindelijk naar nul te gaan voor  $Q^2 \rightarrow \infty$  of  $r \rightarrow 0$ .

De asymptotische vrijheid heeft verregaande gevolgen. Vermits quarks zwak reageren bij hoge energieën ( $\alpha_s < 1$ ), kan men de cross-sectie bij diep inelastische processen perturbatief berekenen met behulp van modellen zoals DGLAP of BFKL. (zie sectie 3.1 en 3.3) Voor grote afstanden of bij lage energieën ( $\alpha_s > 1$ ), interageren de quarks sterk, waardoor de quarks opgesloten zitten in kleurneutrale hadronen en er geen vrije quarks bestaan. De perturbatieve expansie van deze koppeling  $\alpha_s$  zal dan ook divergeren en wordt onbruikbaar.

---

<sup>1</sup>Dit komt omdat een zwaar virtueel quark-antiquark paar enkel onderscheiden kan worden bij zeer hoge  $Q^2$ , wegens zijn zeer korte levensduur en bereik.

## Hoofdstuk 3

# QCD en het Parton Model

In het voorgaande werden de algemene eigenschappen die de Lagrangiaan bepalen besproken. In wat volgt zal er dieper worden ingegaan op hoe een grootheid nu uitgerekend kan worden. Bij zachte processen, dit zijn processen met een kleine impulsoverdracht en kleine energie  $Q^2$ , kan er geen perturbatieve theorie gebruikt worden. Om deze redenen worden er fenomenologische modellen gebruikt waarbij men parameters aanpast aan experimentele gegevens. Vermits zachte interacties zeer vaak optreden in combinatie met harde processen, processen met een hoge impulsoverdracht, is het noodzakelijk om beide schalen goed te begrijpen om precieze metingen mogelijk te maken. In wat volgt zal de theorie rond het perturbatieve gedeelte uitgeklaard worden in analogie met [38].

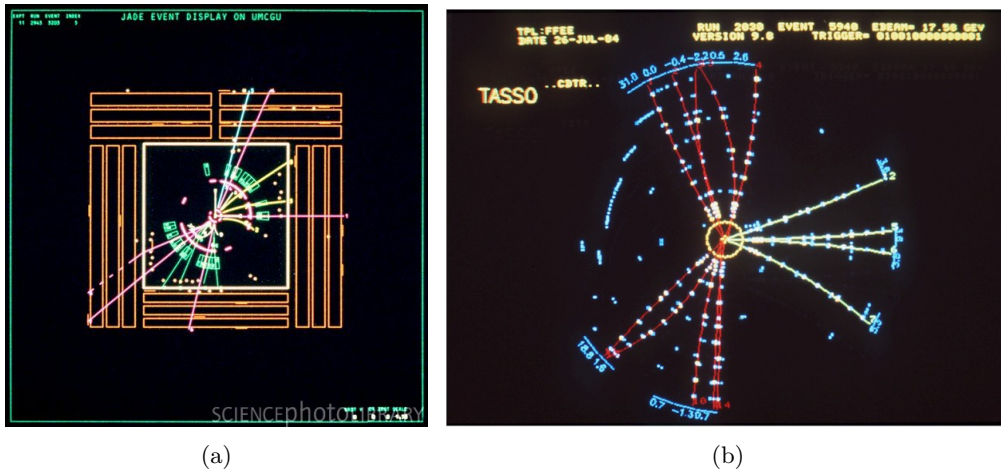
Experimenteel worden partonen gedetecteerd door het observeren van jets. Dit zijn gecollimeerde<sup>1</sup> kegelvormige deeltjesbundels rondom de impuls richting van een uitgestuurd parton. Een van de eerste events met twee jets werd geobserveerd in de JADE detector aan de PETRA elektron-positron versneller te DESY, Hamburg en is weergegeven in figuur 3.1(a). [39] Hierbij zijn de twee jets afkomstig van het geproduceerde quark-(anti)quark paar. Verder ontdekte men ook drie-jet events, wat duidt op de aanwezigheid van een gluon jet, vermits een elektron-positron annihilatie normaal resulteert in een quark en een anti-quark en dus in maar twee jets. Dit bewijst experimenteel het bestaan van gluonen, aangezien een van beide quarks een gluon afgestraald moet hebben om de derde jet te kunnen vormen. De eerste gluon jets werden waargenomen in de TASSO detector (ook bij de PETRA versneller) weergegeven in figuur 3.1(b). [40]

### 3.1 QCD factorisatie theorema en het harde interactie formalisme

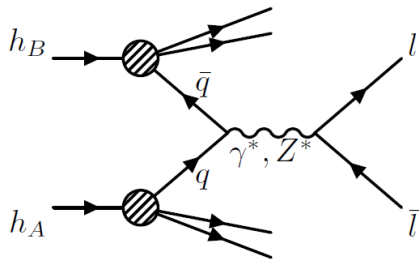
Het QCD factorisatie theorema is gebaseerd op het uitbreiden van bestaande parton-model concepten naar hadron-hadron botsingen. [41] Deze originele concepten waren ontwikkeld in de context van de diep inelastische verstrooiing zoals uitgevoerd bij SLAC en het DESY laboratorium. Hierbij wordt er vanuit gegaan dat een hadron is opgebouwd uit een aantal subdeeltjes: quarks en gluonen, welke partonen genoemd worden. In wat volgt wordt dit factorisatie theorema geïllustreerd met behulp van het *Drell-Yan process*. Dit is de productie van een muon paar uit een quark-antiquark annihilatie, wat weergegeven is in figuur 3.2.

---

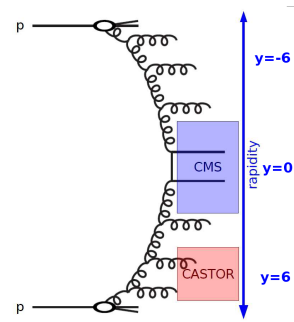
<sup>1</sup>Deeltjes zijn collineair als ze maar een klein  $p_{\perp}$  verschil hebben ten opzichte van het moeder deeltje.



**Figuur 3.1:** (a) een twee-jet event afkomstig van een quark en een anti-quark in de JADE detector aan de PETRA versneller; (b) een drie-jet event afkomstig van een afgestraald gluon, een quark en een anti-quark in de TASSO detector aan de PETRA versneller



**Figuur 3.2:** Drell-Yan proces: een quark uit hadron A en een antiquark uit hadron B creëren een paar van tegengesteld geladen leptonen. De productie van dit lepton paar verloopt via de uitwisseling van een virtueel foton of Z-boson.



**Figuur 3.3:** Weergave van het rapiditeitsgebied met mogelijke parton radiatie afkomstig van pp verstrooiingen. [42]

Het QCD factorisatie theorema geeft weer dat de hadronische cross sectie  $\sigma_{AB}$  gelijk is aan de convolutie van de parton cross sectie  $\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-)$  met de parton distributie functies  $f_{q/A}(x)$  gemeten in diep inelastische verstrooiingsprocessen:

$$\sigma_{AB} = \int dx_q dx_{\bar{q}} f_{q/A}(x_q) f_{\bar{q}/B}(x_{\bar{q}}) \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (3.1)$$

Hierbij is  $f_{q/A}$  de probabiliteitsdichtheid om een quark  $q$  te vinden met een momentum fractie  $x$  ten opzichte van het oorspronkelijke hadron A. De momentum fractie  $x$  wordt ook wel de *Bjorken-x* genoemd en is de longitudinale impulsfractie. Hiernaast bestaat er ook nog een transversale grootte die afhankelijk is van de energie en de polaire hoek van zijn traject, de rapiditeit  $y$ . Ze wordt gedefinieerd als  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$  en is Lorentzafhankelijk op een constante na. Figuur 3.3 toont de rapiditeits afhankelijkheid. De decompositie van de hadron cross sectie is geldig in de asymptotische schalingslimiet, welke besproken is in sectie 2.2.3.

Perturbatieve correcties op deze uitdrukking zijn noodzakelijk en kunnen erg groot worden als er extra gluon straling plaatsvindt met een kleine transversale impuls. Vermits deze termen

ook voorkomen in de berekening van de structuur functies in diep inelastische verstrooiing, kunnen deze correcties geabsorbeerd worden in de definitie van de parton dichtheidsfuncties, wat leidt tot logaritmische schalingsovertredingen. Deze belangrijke observatie leidt tot de formulering van *factorisatie theorema's* voor algemene harde verstrooiings processen. [43] Als er rekening gehouden wordt met deze eerste orde of *leading-log* correcties, kan de hadronische cross sectie voor de productie van een Drell-Yan muon paar geschreven worden als:

$$\sigma_{AB}(Q^2) = \int dx_q dx_{\bar{q}} f_{q/A}(x_q, Q^2) f_{\bar{q}/B}(\bar{x}_{\bar{q}}, Q^2) \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-, Q^2) \quad (3.2)$$

met  $Q^2$  een grote momentum schaal die het harde verstrooiings proces karakteriseert, zoals bijvoorbeeld de massa van het invariante muon paar.

Perturbatieve  $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$  correcties bovenop de leading-log cross sectie (3.2) zijn proces afhankelijk:

$$\sigma_{AB}(Q^2) = \int dx_q dx_{\bar{q}} f_{q/A}(x_q, \mu_F^2) f_{\bar{q}/B}(\bar{x}_{\bar{q}}, \mu_F^2) \left\{ \hat{\sigma}_0(Q^2) + \alpha_s(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1(Q^2) + \dots \right\}_{q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-} \quad (3.3)$$

Deze vergelijking bevat twee schalen. De *factorisatie schaal*  $\mu_F$  is een energieschaal die lange en korte afstandsfysica onderscheidt. De sterkte koppeling  $\alpha_s$  wordt geëvalueerd aan de *renormalisatie schaal*  $\mu_R$ . De schaal afhankelijkheid van alle coëfficiënten wordt gecompenseerd door de schaal afhankelijkheid van de parton distributies, wanneer de cross secties berekend worden tot op alle ordes in de perturbatieve theorie. Als de hogere order correcties nog niet berekend zijn, is de voorspelling van de cross sectie afhankelijk van de specifieke keuze van  $\mu_R$  en  $\mu_F$ . Meestal worden de schalen zo gekozen dat de grootste orde overeenkomt met de momentum schalen van het harde proces. Voor het Drell-Yan proces wordt er bijvoorbeeld  $\mu_F = \mu_R = M$ , de massa van het invariante muon paar gekozen. [38]

Als de schaal  $Q$  zo wordt gekozen dat  $\log Q \gg \log 1/x$ , dan voldoen de parton distributies aan de *DGLAP vergelijkingen* [44, 45, 46, 47]. Deze vergelijkingen beschrijven hoe de parton distributies evolueren in functie van  $Q^2$ :

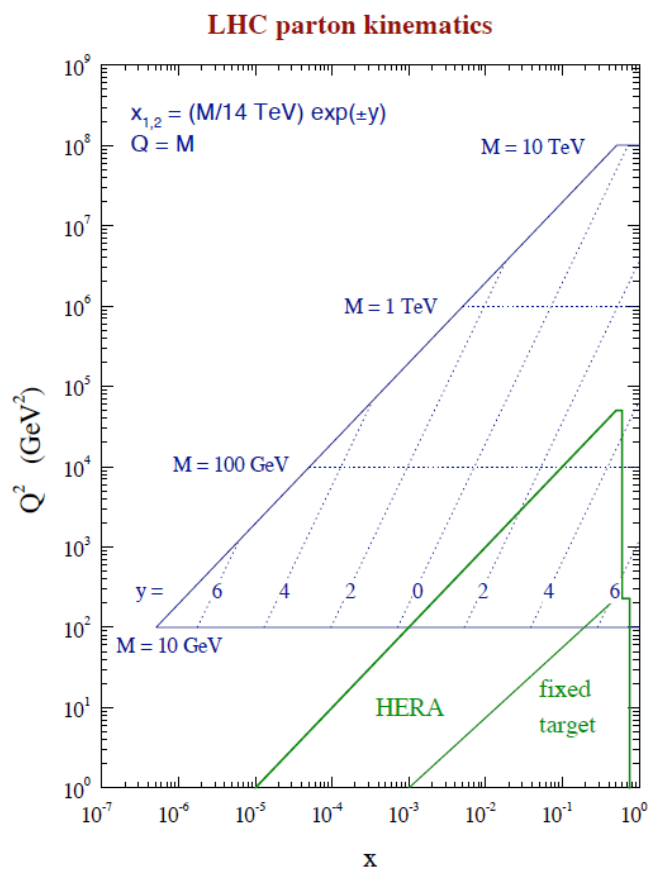
$$\begin{aligned} \frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ P_{q_i q_j}(z, \alpha_s) q_j\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) + P_{q_i g}(z, \alpha_s) g\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \right\} \\ \frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ P_{g q_j}(z, \alpha_s) q_j\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) + P_{g g}(z, \alpha_s) g\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \right\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

De splitsingsfuncties  $P_{p'p}(z, \alpha_s)$  representeert de probabiteit dat een parton van het type  $p$  een quark of een gluon radieert en een parton wordt van het type  $p'$  met een fractie  $z$  van het momentum van parton  $p$ . De splitsingsfuncties kunnen ook vervangen worden door perturbatieve expansies.

Evolutievergelijkingen beschrijven het aantal en het impuls-spectrum van partonen die worden afgestraald wanneer een *primaire* parton uit bv. een proton interageert met een probe. Deze probe kan een virtueel foton zijn, zoals bij diep inelastische verstrooiing of een ander parton in het geval van proton-proton botsingen bij de LHC.

Een proces met lage impuls-overdracht kan dus plaatsvinden door de interactie van partonen met een lage impulsfractie  $x$ , die weinig hebben gestraald; ofwel door partonen met een grote impulsfractie  $x$ , die veel secundaire partonen hebben afgestraald, alvorens te interageren.

De bovenstaande aanname wordt gebruikt om de Standaard Model cross secties en event rates te berekenen bij  $p\bar{p}$  en  $pp$  versnellers in *next-to-leading order* (NLO) perturbatieve theorie. Resultaten hiervan werden reeds getoond in figuur 1.1.

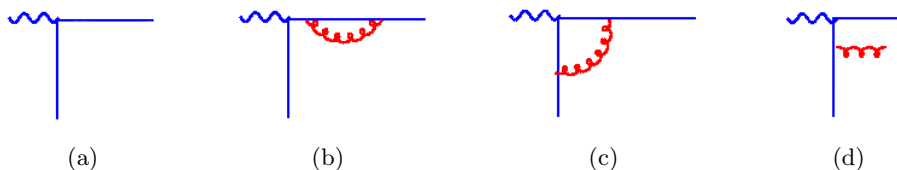


**Figuur 3.4:**  $(x, Q^2)$  tezamen met de kinematische observabelen die overeenkomen met een eindtoestand met invariante massa  $M$  en rapiditeit  $y$ . Naast de LHC is ook het bereik van HERA en van een fixed target botsing weergegeven.

De  $Q^2$  afhankelijkheid van de parton distributies kan bepaald worden via de DGLAP vergelijkingen. De  $x$  afhankelijkheid kan dan weer op zijn beurt bepaald worden door experimentele data te fitten, bij diep inelastische en andere harde verstrooiings processen. Figuur 3.4 toont het  $(x, Q^2)$ -gebied voor een eindtoestand met een invariante massa  $M$  en rapiditeit  $y$ , waarbij aangenomen wordt dat de factorisatieschaal  $Q^2$  gelijk is aan  $M$ . De massamiddelpuntsenergie in deze figuur is de LHC design botsingsenergie  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  en elke gegeven rapiditeit komt overeen met een lijn voor  $x_1$  en een lijn voor  $x_2$ . Ter verduidelijking kan men bijvoorbeeld de productie van een eindtoestand met invariante massa  $M = 100 \text{ GeV}$  en rapiditeit  $y = 2$  bekijken. Deze productie verloopt via de verstrooiing van twee partonen met momentum fracties  $x_1 = 0,05$  en  $x_2 = 0,001$  bij virtualiteit  $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ .

## 3.2 Parton cross secties

Het berekenen van een hard proces tot op de laagste orde (LO) in perturbatieve theorie geeft een simpele uitdrukking voor de variabele die men wil bestuderen. Deze benadering impliceert de integratie van het gekwadraterde matrix element over de toegankelijke faseruimte. Deze integratie moet vaak numeriek uitgevoerd worden. Een bijkomstige moeilijkheid is wel dat het matrix element soms divergeert in bepaalde gebieden van de faseruimte, wat natuurlijk vermeden moet worden.



**Figuur 3.5:** (a) een LO diagram; (b) en (c) twee mogelijke virtuele emissies; (d) een reële emissie

### 3.2.1 NLO berekeningen

Omdat de laagste orde berekeningen van de meeste observabelen meestal sterk afhankelijk zijn van de renormalisatie en de factorisatie schalen, is deze benadering vaak niet voldoende om ze te vergelijken met de experimentele data. In hogere orde berekeningen kunnen divergente termen nu opgeheven worden door termen van gelijkaardige grootte, maar met een tegengesteld teken te sommeren. De *next-to-leading order* (NLO) berekeningen zijn dus een must voor de experimentele analyses aan de LHC.

#### Virtuele en echte radiatie

Om QCD observabelen tot next-to-leading order in perturbatieve theorie te berekenen, is de studie nodig van alle Feynman diagrammen die een extra factor  $\alpha_s$  toevoegen aan het originele diagram. Dit betekent dat extra quarks en gluonen toegevoegd worden aan de laagste-orde diagrammen. De nieuwe contributies kunnen *virtueel* zijn, overeenkomend met interne lijnen, of *reëel*, overeenkomend met externe lijnen. Een voorbeeld van zowel een reële als een virtuele emissie is weergegeven in figuur 3.5.

Virtuele correcties bevatten infrarode, ten gevolge van een kleine transversale impuls  $p_\perp$ , divergenties die wegvallen tegenover infrarode singulariteiten in reële emissies. Deze regel is geldig in alle ordes van de perturbatieve theorie, onafhankelijk van het aantal deeltjes in de eindtoestand. [48, 49, 50] Reële correcties zijn divergent voor niet geresolveerde gluonen.<sup>2</sup> Dit zijn bijvoorbeeld gluonen collineair ten opzichte van een van de quarks of zachte gluonen. Een vaak gebruikte methode om het resultaat alsnog eindig te krijgen is *dimensionale regularisatie*. De berekeningen worden dan gevoerd in een  $4 - 2\epsilon$  dimensionele ruimte ( $\epsilon < 0$ ) en singulariteiten in vier dimensies veranderen in enkele en dubbele polen in  $\epsilon$ . Vervolgens wordt de limiet  $\epsilon \rightarrow 0$  genomen, nadat de divergenties elkaar hebben opgeheven.

Het toevoegen van de reële emissie diagrammen in de NLO berekening vergroot de precisie en het kinematische bereik van de voorspellingen in vergelijking met de laagste orde berekening. De transversale impuls van het ijkboson in Drell-Yan processen kan bijvoorbeeld alleen verschillen van nul als het ijkboson gebalanceerd is door een of meerdere partonen geëmitteerd in next-to-leading order.

#### Schaal afhankelijkheid

Wanneer berekeningen uitgevoerd worden tot in alle ordes van de perturbatieve theorie, mogen de fysische variabelen niet afhankelijk zijn van de veronderstelde renormalisatie ( $\mu_R$ ) en factorisatie ( $\mu_F$ ) schalen. Een algemene eigenschap van hogere orde berekeningen is dat de observabelen berekend tot orde  $\alpha_s^n$  afhankelijk zijn van  $\mu_R$  of  $\mu_F$  tot orde  $\alpha_s^{n+1}$ . [38] Populaire

<sup>2</sup>Gluonen die niet zichtbaar zijn, omdat de afstandsresolutie te laag is.

schaal keuzes zijn schalen met kleine NLO correcties ten opzichte van de LO cross sectie. In tegenstelling hiervan, worden ook typisch momenta, energieën of massa's specifiek aan het te bestuderen proces gebruikt als schaal. (Bijvoorbeeld de  $Z$  massa bij de studie van de  $Z$  productie.) Correcties die ontstaan na de berekening te herhalen met een andere schaalkeuze, worden meestal toegeschreven tot de *theoretische onzekerheden*.

### De NLO K-factor

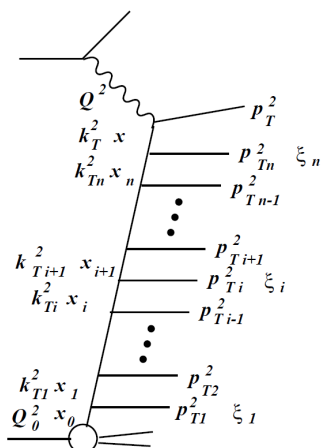
De verhouding van de NLO ten opzichte van de LO cross sectie noemt men ook wel de *K-factor* van een gegeven proces. De *K-factor* geeft de orde van de NLO correcties weer ten opzichte van de leading order cross sectie en is meestal afhankelijk van de faseruimte die bestudeerd wordt. De verhouding kan namelijk significant veranderen als men in plaats van de totale cross sectie enkel een paar strikt geselecteerde events bestudeerd. Verder is de *K-factor* ook afhankelijk van de gebruikte renormalisatie en factorisatie schalen. Meestal worden LO parton dichtheid parametrisaties gebruikt voor het evalueren van LO cross sections en worden NLO parton dichtheid parametrisaties gebruikt bij het evalueren van NLO cross secties. De verschillen in de behandeling van LO en NLO observabelen leiden tot een waarde voor de *K-factor* die dicht bij één ligt.

### 3.2.2 Alle orde benaderingen: Parton Showers

*Parton Showers* zijn een voorbeeld van een *all-order* benadering om hoge-energie botsingen te beschrijven. Deze methode wordt gebruikt in vele Monte Carlo modellen en zijn bijvoorbeeld geïmplementeerd in programma's zoals PYTHIA [51], HERWIG [52] en SHERPA [53]. Met behulp van het DGLAP formalisme, kunnen parton showers het geringe aantal partonen afkomstig van een harde interactie relateren aan partonen bij virtualiteiten van de orde  $\Lambda_{QCD}$ . Niet perturbatieve modellen worden bij hoge energie schalen gebruikt om de partonische eindtoestand te hadroniseren. De waarschijnlijkheid om van een hogere naar een lagere schaal te evalueren zonder het uitstralen van een gluon wordt gegeven door de *Sudakov vorm factor*. De Sudakov vorm factor komt overeen met de hersommatie en het opheffen van divergente zachte gluon effecten.

Het parton showering proces bestaat uit het genereren van een evolutievariabele  $t$  samen met de kinematica en flavours van de geëmiterde partonen. Verschillende showers gebruiken verschillende evolutie variabelen  $t$ . SHERPA en oudere versies van PYTHIA gebruiken de virtualiteit van het moeder parton  $t = Q^2$ , HERWIG gebruikt  $t = E^2(1 - \cos\theta)$ , met  $E$  de energie van het moeder parton en  $\theta$  de hoek tussen beide partonen. Huidige versies van PYTHIA evolueren het kwadraat van de transversale impuls van beide partonen in de splitsing.

Deze evolutie is schematisch weergegeven in figuur 3.6. In deze figuur worden er partonen uitgestraald voordat er een interactie plaatsvindt met een foton. Vermits partonen meerdere gluonen kunnen afstralen, ontstaat er een soort van ladder diagram, waarbij elke trede telkens een uitgaand parton voorstelt. Al deze partonen, die uitgezonden worden voordat het parton de scatter ondergaat, creëren een lawine van deeltjes, de parton shower. De transversale impulsen van de uitgezonden partonen worden genoteerd als  $p_{Ti}$  deze voor de uitzendende partonen als  $k_{Ti}$ . De longitudinale componenten zijn respectievelijk  $\xi_i$  en  $x_i$ . Behoud van energie en impuls stelt dan dat  $x_i = x_{i+1} + \xi_i$ . Vermits  $x_i$  steeds kleiner wordt bij het uitstralen van meer partonen, zullen er vanaf een bepaalde  $i$  volgens de parton dichtheidsfuncties (zie sectie 3.3) enkel nog maar gluonen worden uitgestraald.



**Figuur 3.6:** Grafische voorstelling van een parton shower ladder diagram [54]

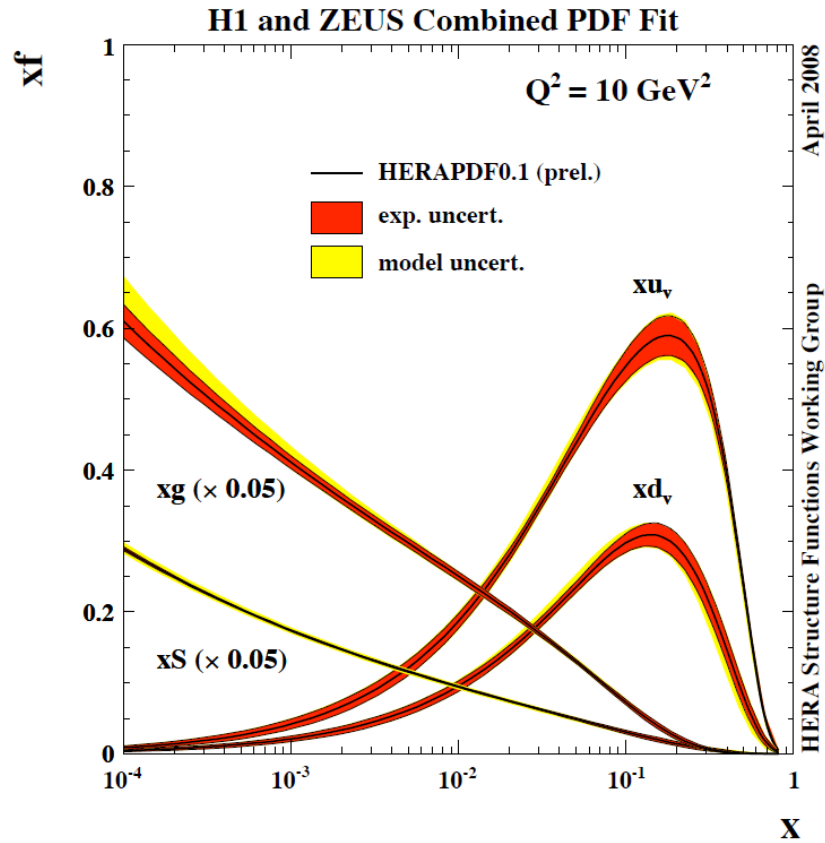
### 3.2.3 Samenvoegen van parton showers en vaste orde berekeningen

Parton showers beschrijven de gebieden in de faseruimte die gedomineerd worden door zachte en collineaire gluon emissie perfect, maar negeren gluon emissies met een grote energie onder een brede hoek. Integendeel beschrijven matrix element berekeningen de hoog energetische partonen uitgestraald onder grote hoeken zeer goed, met inbegrip van de interferentie effecten tussen de amplitudes afkomstig van dezelfde externe partonen. Matrix element berekeningen werken echter niet voor zachte en collineaire gluon emissies. Het is dus gewenst om een combinatie van parton showers en matrix element berekeningen te gebruiken om zo gebruik te maken van de sterkte van beide methoden.

Er moet echter wel opgemerkt worden dat er een transitiegebied bestaat in de faseruimte, waarbij beiden significante bijdragen leveren. Het dubbel tellen kan vermeden worden door het volgen van een *merging prescription* zoals bijvoorbeeld de CKKW techniek. [55] De CKKW techniek gebruikt matrix elementen om de parton afsplitsing bij grote hoeken en/of grote energieën te berekenen en gebruikt parton showers om kleine hoek lage energie emissies te bepalen. Een “resolutie schaal” parameter (typisch een virtualiteit of energie) verdeelt de faseruimte voor de parton emissie in een dominant matrix element gebied en een dominant parton shower gebied.

## 3.3 Parton distributie functies

De vorige sectie beschrijft methoden om de parton cross sectie te bepalen. Deze cross secties moeten geconvolveerd worden met *parton distributie functies* (pdf's) om de productie cross secties te berekenen bij hadron-hadron botsingen. Parton distributie functies parametriseren de momentum fractie  $x$  van een parton in een proton. Ze worden bekomen door het uitvoeren van globale fits aan diep inelastische verstrooiings data, Drell-Yan productie en jet metingen. De meest gebruikte sets van parton distributie functies worden geleverd door de CTEQ groep [56], de MSTW groep [57] en door een consortium van HERA medewerkers. Metingen bij eenzelfde  $x$ , maar bij een verschillende  $Q^2$  worden met elkaar vergeleken door de afgeleide parton distributies met de DGLAP vergelijkingen te evolueren. Zoals vermeld in sectie 3.1, zijn de DGLAP vergelijkingen enkel geldig in het gebied  $\log Q \gg \log 1/x$ . Bij lage



**Figuur 3.7:** Samengevoegd resultaat van het H1 en ZEUS experiment bij HERA. De figuur toont de parton distributie functies van het proton uitgevoerd bij  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  in een gebied  $10^{-4} < x < 1$ . [62]

$x$  en  $Q^2$  moet een andere beschrijving zoals de BFKL vergelijkingen [58, 59, 60, 61] gebruikt worden. Figuur 3.7 toont de HERA parton density parametrisatie voor gluonen, up, down en zee quarks bij  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . Belangrijk hierbij is dat de gluon en de zee quark distributies geschaald zijn met een factor 20. Voor momentum fracties kleiner dan  $x = 0,01$  zijn de gluonen de dominante partonen in het proton, waarbij de bijdrage zelfs sneller stijgt dan deze afkomstig van de zee quarks. Valentie quarks domineren dan weer bij hogere momentum fracties.

## Hoofdstuk 4

# Hadron-hadron botsingen

De grootste struikelblok bij het beschrijven van proton-proton verstrooiing vindt zijn oorsprong in de natuurlijke compositie van hadronen. Sectie 3.1 schetst hoe hadronische cross secties berekend kunnen worden met behulp van het QCD factorisatie theorema. Parton niveau cross secties worden geconvolveerd met parton distributie functies (bepaald via experimentele data). Om de theoretische voorspellingen van de hadronische cross secties te gaan vergelijken met de experimentele data moeten de volgende stappen volledig begrepen en vervat zijn in het theoretisch model.

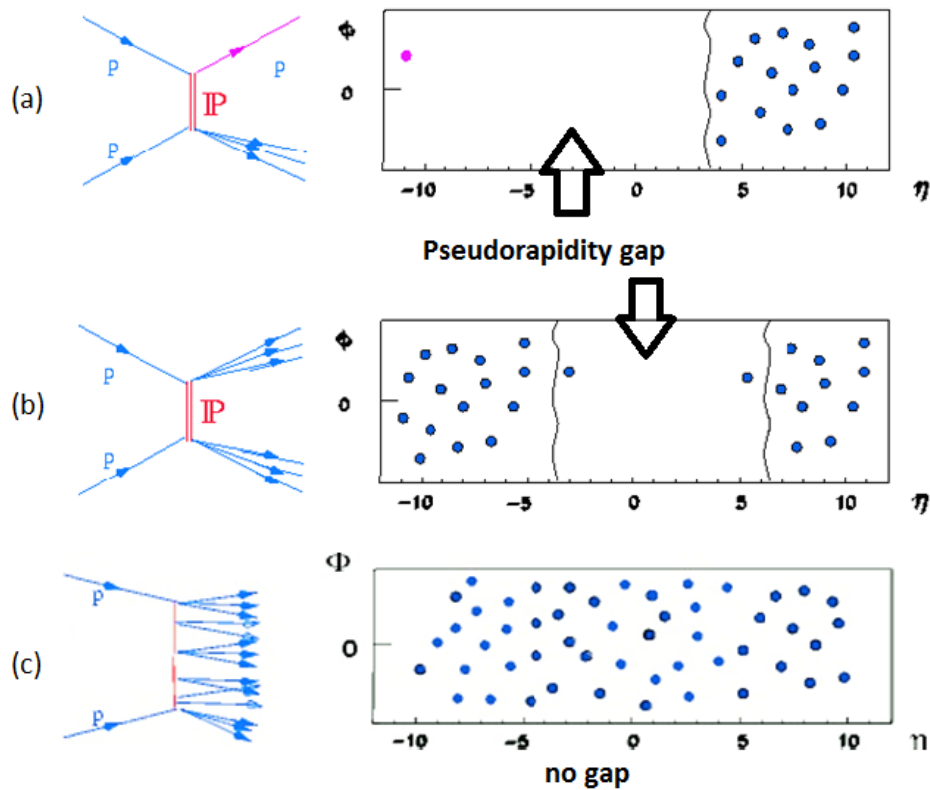
### 4.1 Soorten verstrooiingen

De mogelijke verstrooiingsprocessen die kunnen optreden bij proton-proton botsingen zijn:

- **Elastische verstrooiingen** Dit zijn verstrooiingen waarbij de kinetische energie van beide botsende protonen behouden blijft. De protonen blijven dus intact en enkel hun propagatierichting verandert. Alle andere verstrooiingen zijn *inelastische* (INEL) verstrooiingen, waarbij de protonen opbreken en een deel van de kinetische energie omgezet wordt in nieuwe deeltjes.
- **Inelastische verstrooiingen** kunnen nog verder opgedeeld worden in *single* (SD), *double* (DD) of *non-* (ND) diffractieve verstrooiingen. Een diffractieve interactie omvat een mogelijk grote impulsoverdracht tussen protonen, maar verder worden er geen kwantumgetallen uitgewisseld. Hiernaast bestaat er ook nog de term *non-single diffractive* (NSD). Deze definities worden verduidelijkt met behulp van figuur 4.1:
  - **SD** Eén van beide partonen ondergaat diffractie. Er is een pseudorapiditeitskloof, een kinematisch gebied waarin nagenoeg geen deeltjes geproduceerd worden<sup>1</sup>, zichtbaar tussen het gediffracteerde systeem en het andere parton. (figuur 4.1a)
  - **DD** Beide partonen ondergaan diffractie, elk naar een vaste richting, waardoor er nog steeds een pseudorapiditeitskloof is tussen beide gediffracteerde systemen. (figuur 4.1b)

---

<sup>1</sup>zie sectie 5.2 voor een wiskundige definitie van de pseudorapiditeit



**Figuur 4.1:** Inelastische verstrooiing: (a) single diffractive; (b) double diffractive; (c) non-diffractive

- **ND** Door de verstrooiing ontstaat er diffractie naar alle mogelijke richtingen. Hierdoor is er dan ook geen pseudorapiditeitskloof zichtbaar. (figuur 4.1c)
- **NSD** Deze definitie wordt vaak gebruikt en is het inverse van SD.

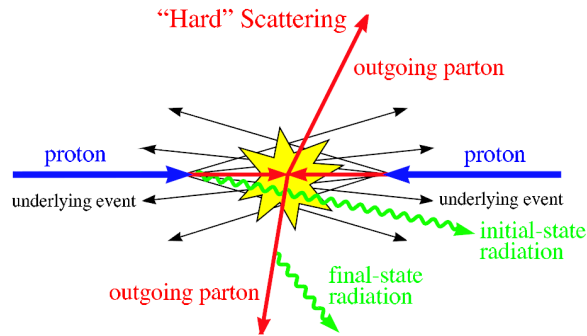
De totale werkzame doorsnede  $\sigma_{\text{tot}}$  kan als volgt opgedeeld worden:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{single-diff.}} + \sigma_{\text{double-diff.}} + \dots + \sigma_{\text{non-diff.}} \quad (4.1)$$

met de elastische doorsnede  $\sigma_{\text{elastic}}$ , de single diffractive doorsnede  $\sigma_{\text{single-diff.}}$ , de double diffractive doorsnede  $\sigma_{\text{double-diff.}}$  en de non-diffractive doorsnede  $\sigma_{\text{non-diff.}}$ .

Men neemt naïef aan dat er geen sterk verband bestaat tussen diffractieve en niet diffractieve processen. Toch introduceert het belangrijke concept van unitariteit een sterke relatie tussen de twee soorten processen. Volgens een relatief oude redenering van Feynman en Gribov zullen primaire en dus *snelle* partonen uit twee botsende protonen nauwelijks rechtstreeks interageren. Ze stralen eerst andere partonen uit om zo hun impuls te verlagen en het zijn vooral de partonen met een kleine transversale impuls die elkaars nabijheid *voelen* en sterk interageren.

De waarschijnlijkheid dat twee van zulke zachte partonen interageren is volgens Gribov en Feynman onafhankelijk van de massamiddelpuntsenergie. Enkel het gemiddeld aantal zulke partonen  $\langle N_{\text{zacht}} \rangle$  is afhankelijk van de massamiddelpuntsenergie. Voortbouwend op deze redenering hebben Good en Walker relaties afgeleid tussen de totale en de diffractieve werk-



**Figuur 4.2:** Illustratie van een harde verstrooiing [63]

zame doorsnede: [64]

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\delta}{2} \langle N_{\text{zacht}} \rangle \quad (4.2)$$

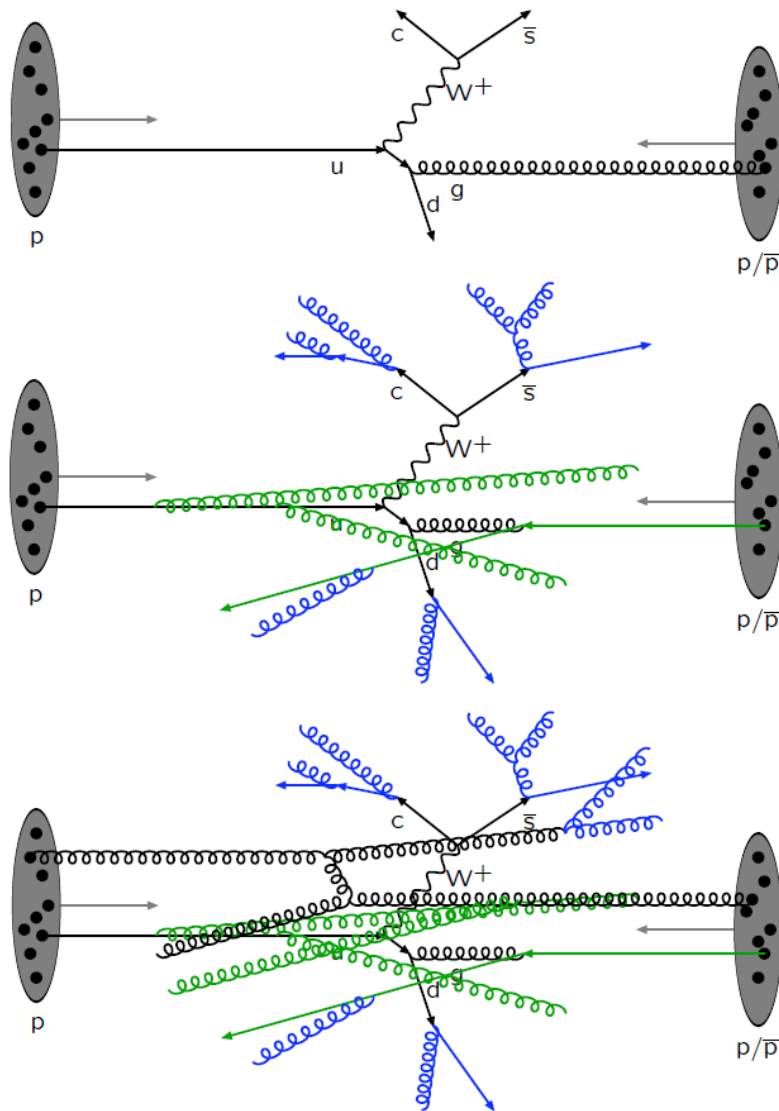
$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{\delta^2}{4} \langle N_{\text{zacht}}^2 \rangle \quad (4.3)$$

met  $\delta$  de waarschijnlijkheid dat twee zulke partonen interageren. Hieruit volgt dat de totale werkzame doorsnede  $\sigma_{\text{tot}}$  afhangt van het gemiddelde en dat de diffractieve werkzame doorsnede  $\sigma_{\text{diff}}$  afhangt van de dispersie van het aantal zachte partonen. Met behulp van formule (4.1) kan de NSD cross sectie dan ook eenvoudig afgeschat worden. Als laatste is het een kleine stap om te realiseren dat de totale multipliciteit bijgevolg zal afhangen van het totaal aantal zachten partonen.

Bij hadron-hadron botsingen verkrijgt men interacties tussen partonen; gluonen en quarks. Als twee protonen elkaar dicht genoeg naderen, reageren de quarks zwak waarbij ze een toestand van essentieel vrije deeltjes benaderen. Hierdoor kan een parton van het ene proton met een parton van het andere botsen. Dit is schematisch weergegeven in figuur 4.2. Door de botsing gaan deze twee partonen transversaal wegbewegen van het interactiepunt, wat een *hard scatter* of harde verstrooiing wordt genoemd. De overige partonen, ook wel *beam remnant* genoemd, kunnen nog een *soft scatter* of zachte verstrooiing ondergaan. Meer hierover volgt in sectie 4.3.

Bij een harde verstrooiing kan men drie fasen onderscheiden:

- **Parton shower** Partonen stralen gluonen en quarks uit voordat of nadat ze botsen met het parton uit het andere proton. Dit wordt ook wel *initial (ISR)* en *final (FSR) state radiation* genoemd. Men spreekt ook wel van hogere orde parton radiatie, waarbij de orde bepaald wordt door het aantal geradieerde partonen in de begin- of eindtoestand. Dit onderwerp werd al behandeld in sectie 3.2.2.
- **Scatter** In een volgende stap vindt de eigenlijke botsing of scattering plaats. De gescatterde partonen zullen transversaal wegbewegen van het interactiepunt. De verschillende soorten verstrooiingen werden in deze sectie reeds beschreven.
- **Fragmentatie** De set van partonen in de eindtoestand moet omgevormd worden tot een set van hadronen. Dit onderwerp komt nog aanbod in sectie 4.2.



**Figuur 4.3:** Schets van een proton-proton botsing bij hoge energieën: hard proces (top); hard proces met begin- en eindtoestand radiatie (midden); hard proces en tweede verstrooiing, beiden met begin- en eindtoestand radiatie (beneden) [65]

Figuur 4.3 illustreert de complexe sequentie van processen die plaatsvinden in een enkele proton-proton botsing. Het harde proces produceert een  $W^+$  boson dat vervolgens vervalt in een charm-quark en een antistrange-quark. De teruggekaatste down-quark verstrooit op een gluon afkomstig uit de tegengestelde bundel. Dit is weergegeven in de bovenste figuur. In de middelste figuur zijn de begin- en de eindtoestand radiatie toegevoegd. Bovenop het harde proces vindt er ook nog een  $gg \rightarrow gg$  verstrooiing plaats met zijn begin- en eindtoestand radiatie, wat weergegeven is in de onderste figuur. De hadronisatie stap is hier niet weergegeven.

## 4.2 Fragmentatie

Vermits alle uitgaande partonen gekleurd zijn, kunnen ze niet voorkomen als vrije deeltjes. Deze harde partonen gaan zich verhullen in quark-antiquark paren, door middel van quark en gluon radiatie. De zo ontstane partonen zijn aan elkaar gekoppeld via *color confinement*. Hierna vindt het hadronisatie proces plaats waarbij de partonen zich gaan groeperen om kleurloze hadronen te vormen. Momenteel kan dit proces alleen nog maar beschrijven worden met fenomenologische modellen. Populaire hadronisatie modellen zijn het *cluster fragmentatie model* [66], geïmplementeerd in de Monte Carlo (MC) generator HERWIG en het *string fragmentatie model* [67, 68], geïmplementeerd in de MC generator PYTHIA. Deze modellen zijn zo aangepast dat ze de data beschrijven van de LEP en HERA versnellers.

### 4.2.1 PYTHIA en het Lund string model

De PYTHIA 8 event generator [69] maakt gebruik van het Lund string model om semi-harde (dus niet diffractieve) events te simuleren.

Het string model kan verklaard worden aan de hand van het simpelste geval van een twee-jet systeem, bijvoorbeeld een quark en een anti-quark, waarbij er geen harde gluonen worden uitgestraald door een van beide quarks. De energie die opgeslagen is in het kleur dipoolveld van het quark en anti-quark paar stijgt lineair met de separatie tussen beide quarks. Dit is namelijk gerelateerd aan de *confinement* eigenschap van QCD (zie sectie 2.2.1). Als de quark en de anti-quark wegbewegen van hun gemeenschappelijke productie vertex, wordt er een dun kleur flux buisje opgespannen tussen de quarks. Dit buisje heeft een typische energiedichtheid van  $\kappa \sim 1$  GeV/fm. Als de eindpunten van de string verder uit elkaar bewegen, stijgt de potentiële energie in de string en kan deze zelfs zo groot worden dat de string breekt en er een nieuw  $q\bar{q}$  paar gecreëerd wordt via kwantummechanische tunneling. Dit gebeurt volgens de formule van Schwinger. De waarschijnlijkheid  $dP$  dat een  $q\bar{q}$  paar met massa  $\mu$  wordt geproduceerd is: [70]

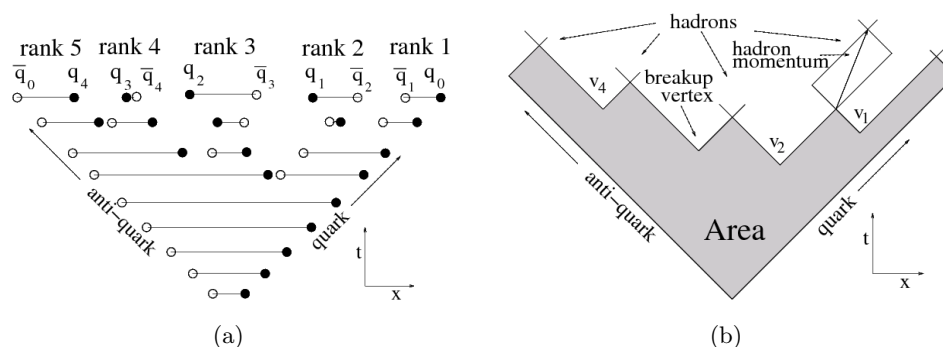
$$dP \propto d^2k_{\perp} \exp\left(-\frac{\mu_{\perp}^2}{2\sigma_q^2}\right) \quad (4.4)$$

met  $\mu_{\perp}^2 = \mu^2 + k_{\perp}^2$  en  $2\sigma_q^2 = \kappa/\pi$  met  $\kappa$  een constante.

Op deze manier worden er twee nieuwe string paren gecreëerd, welke nog eens verder kunnen opbreken wanneer hun energie groot genoeg is om nieuwe  $q\bar{q}$  paren te creëren. Dit opbrekingsproces herhaalt zich totdat men hadronen bekomt. Het kwantummechanische tunnel proces impliceert de onderdrukking van zware quark productie. Het laat verder ook toe dat de nieuw gecreëerde  $q\bar{q}$  paren een transversale impuls  $p_{\perp}$  kunnen verkrijgen, onder de restrictie dat de  $p_{\perp}$  van de quark en de anti-quark tegengesteld zijn en dezelfde groot hebben. De opbreking van een string is weergegeven in figuur 4.4 aan de hand van een ruimte-tijd diagram.

### 4.2.2 HERWIG en het Cluster model

De HERWIG++ event generator [71] is gebaseerd is op het Cluster model. [72] Dit algoritme werkt wel enkel en alleen maar met (anti)quarks of (anti)diquarks. Gluonen in de eindtoestand worden dus geforceerd tot niet perturbatieve vervallen in lichte  $q\bar{q}$  paren. Kleur singlet  $q\bar{q}$  combinaties hebben lagere massa's en een universeel spectrum. Deze kleur-singlet combinaties worden verondersteld om clusters te vormen. Deze clusters ondergaan meestal



**Figuur 4.4:** (a) toont een sequentie van *snapshots* van een hoge energie string gespannen tussen een  $q_0\bar{q}_0$  paar. De string breekt op door het ontstaan van  $q\bar{q}$  paren. (b) toont dezelfde figuur waarbij de oppervlakte voordat de string vervalt is gekleurd. Deze oppervlakte wordt in het Lund model gebruikt in de probabiteit van het opbrekingsproces.

simpele isotrope vervallen in paren van hadronen, gekozen volgens de toestandsdichtheid die overeenkomt met de passende kwantumgetallen. Het model heeft weinig parameters en bevat een natuurlijk mechanisme om transversale impuls te genereren en om de zware deeltjes productie in hadronisatie te onderdrukken. Het heeft echter wel problemen bij het verwerken van vervallen met massieve clusters.

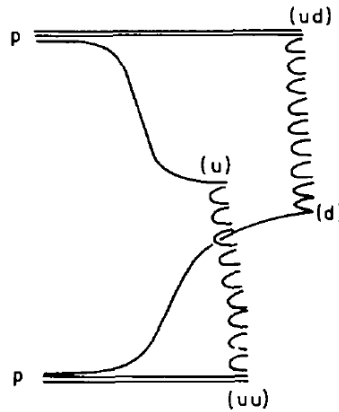
De laatste stap in de event generatie is het combineren van de partonen tot observabele hadronen, volgens het cluster fragmentatie model. [72] Dit algoritme werkt wel enkel maar met (anti)quarks of (anti)diquarks. Gluonen in de eindtoestand worden dus geforceerd tot niet perturbatieve vervallen in lichte  $q\bar{q}$  paren. Gluonen uit de begintoestand worden onderworpen aan het parton extractie model.

Het cluster fragmentatie algoritme kan niet omgaan met gluonen als input deeltjes. Voor de primaire harde verstrooiing wordt dit bereikt door de achterwaartse evolutie te beëindigen bij een valentie quark. In dit geval is het proton remnant een diquark die bijvoorbeeld via zijn kleurlading geconnecteerd is aan een parton uit de eindtoestand, geëmitteerd door een shower van de begintoestand. Of anders is de diquark geconnecteerd via zijn kleur aan een jet, geproduceerd in het harde proces.

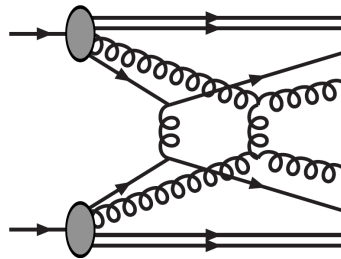
### 4.2.3 PHOJET en het Dual Parton model

PHOJET is een event generator [73, 74] die hoofdzakelijk verschilt van PYTHIA in het gebruikte onderliggende dynamische model om de deeltjes productie te simuleren. In PHOJET wordt er namelijk gebruik gemaakt van het Dual Parton Model. Waar PYTHIA minstens één harde verstrooiing bevat per event, is de deeltjes productie in PHOJET voornamelijk zacht en bevat ze in het algemeen meerdere kleurstring configuraties afgeleid van het dual-parton model met meerdere Pomeron uitwisselingen. [75] Elke pomeron uitwisseling levert twee strings op, welke opgespannen zijn tussen ofwel valentie ofwel zee partonen. In de meest eenvoudige configuratie wordt er een string gespannen tussen quarks en een tussen diquarks. Dit is weergegeven in figuur 4.5.

Bij lage energieën is het dominante proces een enkele Pomeron uitwisseling, wat leidt tot twee strings opgespannen tussen valentie quarks en diquarks. Als de energie stijgt vinden er additionele Pomeron uitwisselingen plaats, waarbij de strings opgespannen worden tussen



**Figuur 4.5:** Schematische weergave van de meest eenvoudige configuratie in het DPM model. Er zijn twee strings opgespannen, een tussen quarks en de andere tussen diquarks. [76]



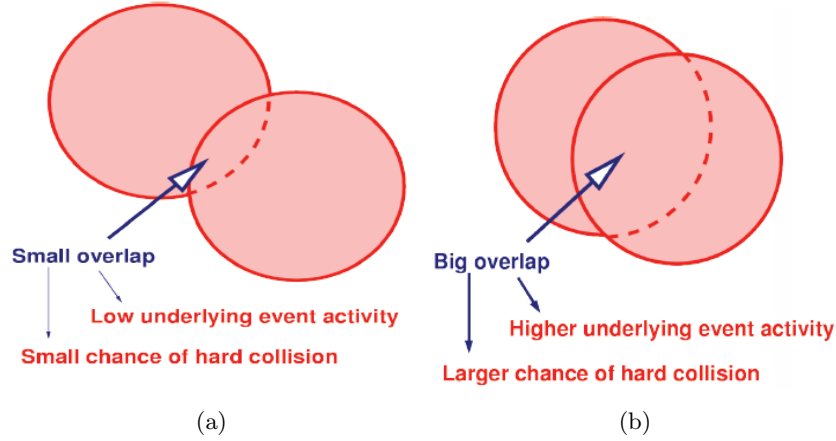
**Figuur 4.6:** Schematische weergave van een event met twee  $2 \rightarrow 2$  perturbatieve interacties gesimuleerd door een event generator. [83]

zee partonen. Vermits de zee partonen gemiddeld gezien maar een kleine fractie van het momentum van de moeder hadronen dragen, zijn deze strings geconcentreerd in het centrale rapiditeits gebied. Deze extra strings [77] zijn noodzakelijk om bijvoorbeeld de KNO schaling (zie sectie 4.6) schending bij hogere energieën en de stijging van de centrale deeltjesdichtheid bij stijgende energie [78] te verklaren. Voor meer informatie wordt er doorverwezen naar de hierboven vermelde literatuur of naar [79, 80].

### 4.3 Multi-parton interactions

Zoals eerder al is aangehaald in sectie 4.4 kunnen meerdere parton paren (semi-)harde interacties ondergaan in een enkel event. Een voorbeeld hiervan is weergegeven in figuur 4.6. Experimenteel werd dit voor het eerst waargenomen in het UA5 experiment, waarna het bewijs geleverd werd door het CDF experiment aan de Tevatron. [81] Het eerste model werd ontworpen door Sjöstrand en Van Zijl in [82]. Desondanks deze ontdekking blijft de beschrijving van dit gedeelte het minst goed begrepen gedeelte van het hele event generatie proces. Naast de harde verstrooiing in een event, vinden er hoofdzakelijk zachte verstrooiingen plaats. Dit betekent dat er gewerkt moet worden in het niet-perturbatieve gebied en dat de normale pdf + matrix element techniek niet toegepast kan worden. Dit alles heeft als gevolg dat er nood is aan fenomenologische modellen in event generatoren.

Het gemiddeld aantal partonische interacties per proton-proton botsing,  $\langle n \rangle$ , is afhankelijk van de impact parameter  $b$ . De impact parameter is de afstand in het transversaal vlak tussen



**Figuur 4.7:** (a) kleine overlap bij een grote impact parameter; (b) grote overlap bij een kleine impact parameter

het middelpunt van twee hadronen volgens de bewegingsrichting van de hadronen. Een grote impact parameter gaat gepaard met een kleine (of geen) overlap tussen de twee hadronen en een kleine impact parameter gaat gepaard met een grote overlap. Om enkel en alleen multi-parton interacties te beschrijven wordt aangenomen dat partonen verdeeld zijn volgens een *materie distributie* binnenin de hadronen. Met behulp van figuur 4.7 kan men komen tot de volgende stellingen:

- (1) events met een harde verstrooiing zullen vaker plaatsvinden bij een kleine  $b$
- (2)  $\langle n \rangle$  zal stijgen voor kleinere  $b$
- (1)+(2) events met een harde verstrooiing hebben veel meer onderliggende activiteit als een modaal event.<sup>2</sup>

De harde verstrooiings cross sectie  $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2}$  kan uitgebreid worden naar lage transversale momenta van het verstrooide deeltje. De totale geïntegreerde harde verstrooiings cross sectie  $\sigma_{\text{int}}$  boven een minimale transversale impuls schaal  $p_{\perp,\text{min}}$  voor een gegeven impact parameter  $b$  wordt gegeven door:

$$\sigma_{\text{int}}(p_{\perp,\text{min}}) = \int_{p_{\perp,\text{min}}^2}^{(\sqrt{s}/2)^2} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2 \quad (4.5)$$

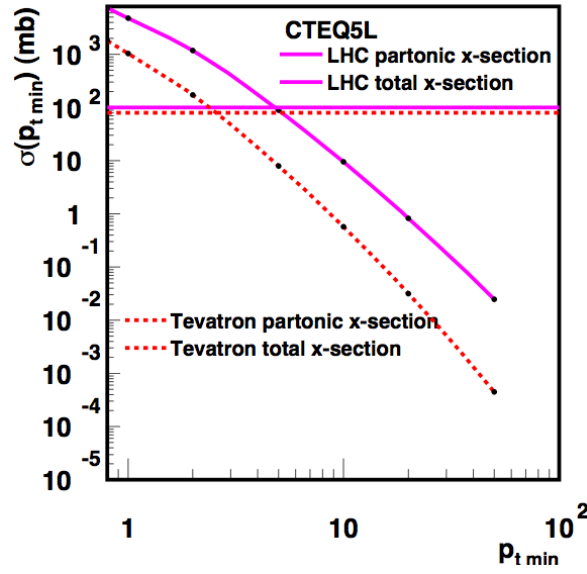
In de limiet  $p_{\perp,\text{min}} \rightarrow 0$ , zal de geïntegreerde cross sectie boven een minimale  $p_{\perp}$  divergeren en zal het de *totale* proton-proton cross sectie overschrijden voor  $p_{\perp,\text{min}}$  van de orde van een aantal GeV. [83] Dit is weergegeven in figuur 4.8.

Twee aspecten kunnen dit fenomeen verklaren. Het eerste aspect ligt in de subtiele definitie van de cross secties.  $\sigma_{\text{int}}$  telt interacties en  $\sigma_{\text{tot}}$  telt botsingen. Een event dat twee interacties bevat telt twee keer mee in de interactie cross sectie en maar een keer in de totale cross sectie. Dit betekent dat de verhouding tussen de interactie cross sectie en de totale cross sectie het gemiddeld aantal interacties per botsing bepaalt.<sup>3</sup>

$$\frac{\sigma_{\text{int}}(p_{\perp,\text{min}})}{\sigma_{\text{tot}}} = \langle n \rangle (p_{\perp,\text{min}}) \quad (4.6)$$

<sup>2</sup>De overgrote meerderheid van events zijn zachte verstrooiingen, zie figuur 1.1

<sup>3</sup>Het is dus perfect toegelaten dat deze verhouding groter wordt dan één.



**Figuur 4.8:** De totale cross sectie overstijgt de partonische cross sectie voor  $p_{\perp,\min}$  gelijk aan enkele GeV.

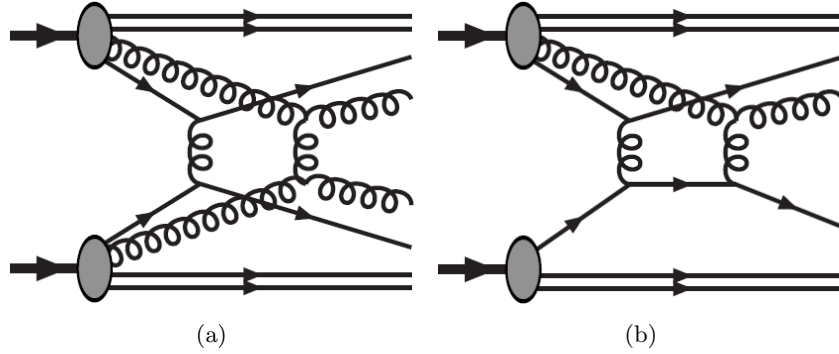
Er is echter ook een tweede aspect. Voor dalende transversale momenta kan men aannemen dat het gemiddeld aantal interacties gedempt wordt door (niet perturbatieve) *color screening* effecten. Een dalende transversaal momentum van het uitgewisseld gluon heeft namelijk een toenemende transversale golflengte als gevolg. Als de transversale golflengte groot genoeg wordt, kan het zijn dat de individuele kleurladingen van de inkomende parton bundel niet meer zichtbaar zijn, omdat ze buiten de resolutie vallen. Hierdoor daalt de effectieve koppeling totdat de effectieve cutoff  $p_{\perp,\min}$  bereikt is. Een mogelijkheid om deze color screening te implementeren is het onderdrukken van elke verstrooiing onder de schaal  $p_{\perp,\min}$ . Een beter alternatief is echter een gedempte versie met

$$p_{\perp,\min}^2 \rightarrow p_{\perp 0}^2 + p_{\perp}^2 \quad (4.7)$$

waarbij  $p_{\perp 0}$  experimenteel wordt vastgelegd. Met deze keuze, blijft ook de jet cross sectie geregulariseerd. Verder moet er nog opgemerkt worden dat  $p_{\perp,\min}$  en  $p_{\perp 0}$  niet onafhankelijk moeten zijn van de energie, vermits hogere energieën de parton dichtheden kunnen bestuderen bij kleinere waarden van  $x$ . Vermits parton dichtheden groeien bij lagere  $x$ -waarden, zullen partonen effectief dichter bij elkaar zitten, waardoor de kleurladingen gecompenseerd worden op nog kleinere afstanden.

De modellen die meerdere interacties simuleren bij proton-proton botsingen maken gebruik van verschillende parameters. De set van parameters die een bepaalde eindtoestand beschrijven bij proton-(anti)proton botsingen wordt ook wel *underlying event tune* genoemd. Deze onderliggende event tunes verschillen in hun keuze van  $p_{\perp,\min}$  of  $p_{\perp 0}$ , hun energie afhankelijkheid, impact parameter afhankelijkheid, correlaties in momentum, flavour en kleur, en in de keuze van de parton dichtheid parametrisaties.

De modellen die in de voorgaande fragmentatie stap 4.2 besproken zijn, bevatten allemaal ook een eigen beschrijving voor de multi-parton interacties. Deze beschrijvingen zijn aangepast aan de Tevatron data van het CDF experiment. Een zekere onzekerheid van de LHC voorspellingen volgt uit de niet betrouwbare extrapolatie van deze tunes naar de LHC energieën. Deze modellen worden dan nu ook verder aangepast aan de hand van de LHC data.



**Figuur 4.9:** (a) twee onderscheidbare  $2 \rightarrow 2$  verstrooiingen; (b) rescattering van  $2 \rightarrow 2$  verstrooiing, waarbij een uitgaand parton opnieuw verstrooid wordt [84]

### 4.3.1 PYTHIA en het Lund string model

De PYTHIA 8 event generator [69] gebruikt het Lund string model om meerdere interacties in semi-harde (dus niet diffractieve) events te simuleren. Hierbij wordt elke verschillende botsing gekarakteriseerd door een verschillende impact parameter  $b$ . Hiervoor wordt de ruimtelijke overlap van de golf functies van de twee protonen berekend. De standaardkeuze in PYTHIA is om de hadronische materie binnenin het proton te verdelen volgens een sferisch-symmetrische dubbele Gauss:

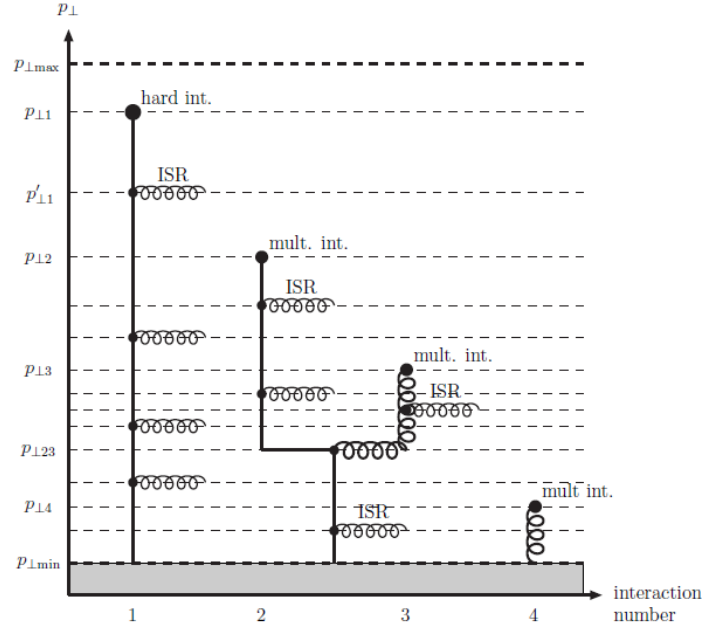
$$\rho(r) \propto \frac{1-\beta}{a_1^3} \exp\left(-\frac{r^2}{a_1^2}\right) + \frac{\beta}{a_2^3} \exp\left(-\frac{r^2}{a_2^2}\right) \quad (4.8)$$

met  $a_2$  de straal van een klein kerngebied van de materie distributie welke een fractie  $\beta$  van de totale hadronische materie bevat binnenin het hadron met straal  $a_1$ . Verder wordt er ook vanuit gegaan dat het aantal interacties  $n$  voor een gegeven impact parameter  $b$  verdeeld is volgens een Poisson verdeling.

In een event worden alle interacties gesimuleerd in dalende orde van  $p_{\perp}$ . De eerste (en hardste) verstrooiing kan beschreven worden met de standaard parton distributies. Vermits er spijtig genoeg geen experimentele informatie bestaat over multi-parton dichtheden, moet PYTHIA de één-parton dichtheden herschalen afhankelijk van de gekozen  $x$  waarde en flavours. De parton dichtheden worden zo aangepast dat ze nog steeds het behoud van momentum en flavour garanderen. Wanneer een valentie quark uit het hadron is gestoten, wordt de pdf van deze flavour herschaald. Voor een zee quark wordt de corresponderende antiquark distributie toegevoegd.

Parton-parton interacties volgend op de harde interactie moeten niet plaatsvinden tussen twee partonen die verschillend zijn van degene die eerder verstrooid zijn. Additionele parton-parton interacties mogen plaatsvinden wanneer een parton al meer dan één keer verstrooid is met partonen van de andere bundel. Dit wordt ook wel *rescattering* genoemd. Het concept is weergegeven in figuur 4.9. In figuur 4.9a zijn twee onderscheiden verstrooiingen zichtbaar. Correlaties tussen beide verstrooiingen komen enkel voor in de aangepaste parton dichtheden na het verwijderen van de partonen van voorgaande interacties. In figuur 4.9b is een rescattering proces zichtbaar, waarbij beide interacties nauw gekoppeld zijn en er als gevolg niet-triviale correlaties optreden.

Uitgaande van gefactoriseerde twee-parton distributies is de invloed van de herverstrooiingen (rescatters) klein ten opzichte van de invloed van onderscheidbare  $2 \rightarrow 2$  verstrooiingen. Toch



**Figuur 4.10:** Schematische weergave van het tot één gemaakte concept van de evolutie van parton showers in een hadron botsing met vier interacties, gemodelleerd door PYTHIA [85]

leidt het toevoegen van dit effect tot detecteerbare veranderingen. De gemiddelde hoeveelheid transversaal impuls per event stijgt bijvoorbeeld, omdat een herverstrooid parton kans maakt om additioneel transversaal momentum op te nemen.

Als laatste moet er ook nog opgemerkt worden dat PYTHIA naast meerdere interacties (MI) ook rekening houdt met de parton shower van de begin- (ISR) en eindtoestand (FSR) in een volgens een dalende  $p_{\perp}$  volgorde. De probabiliteitsverdeling voor eender welke interactie op schaal  $p_{\perp}$  is opgebouwd uit verschillende contributies:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}}{dp_{\perp}} &= \left( \frac{d\mathcal{P}_{\text{MI}}}{dp_{\perp}} + \sum \frac{d\mathcal{P}_{\text{ISR}}}{dp_{\perp}} + \sum \frac{d\mathcal{P}_{\text{FSR}}}{dp_{\perp}} \right) \\ &\times \exp \left( - \int_{p_{\perp}}^{p_{\perp}^{i-1}} \frac{d\mathcal{P}_{\text{MI}}}{dp'_{\perp}} + \sum \frac{d\mathcal{P}_{\text{ISR}}}{dp'_{\perp}} + \sum \frac{d\mathcal{P}_{\text{FSR}}}{dp'_{\perp}} dp'_{\perp} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

waarbij de contributie van de meerdere interacties  $\mathcal{P}_{\text{MI}}$  symbool is voor zowel de gescheiden  $2 \rightarrow 2$  verstrooiingen als voor de parton herverstrooiingen (rescatters).

Figuur 4.10 illustreert het tot één gemaakte concept van meerdere interacties en parton showers. Vier parton-parton verstrooiingen zijn tezamen getoond met hun begintoestand radiatie. In deze figuur is de structuur van één van de inkomende hadronen weergegeven. De dalende  $p_{\perp}$  evolutie komt overeen met het lezen van de figuur van boven naar onder. Een illustratie van de volledige interactie moet een gelijkaardige figuur bevatten van het tegengestelde hadron, waarbij beide figuren samenkomen bij de verstrooiingen. (de zwarte cirkels in de figuur). Het parton dat eerst verstrooid wordt bij  $p_{\perp} = p_{\perp,1}$  is verder geassocieerd met vier begintoestands radiaties, waarbij het eerste plaatsvindt bij  $p_{\perp} = p'_{\perp,1}$ . Additionele verstrooiingen vinden plaats bij  $p_{\perp} = p_{\perp,2}$ ,  $p_{\perp} = p_{\perp,3}$  en  $p_{\perp} = p_{\perp,4}$ . Partonen 2 en 3 zijn afkomstig van hetzelfde moeder parton, maar ondergaan gescheiden verstrooiingen met partonen van het tegengestelde hadron.

### 4.3.2 HERWIG en het Cluster Model

De HERWIG++ event generator [71] is zeer gelijkaardig aan de PYTHIA benadering om meerdere parton-parton verstrooiingen te simuleren binnen dezelfde proton-proton versneller. Herwig simuleert net zoals PYTHIA meerdere interacties in niet-diffractieve events. Meerdere verstrooiingen worden hier wel niet geordend en ook niet verward tot één concept met parton showering. Bij kleine transversale momenta  $p_{\perp}$  wordt er hier niet gebruik gemaakt van een zachte demping, maar van een scherpe cut-off waarde  $p_{\perp, \min}$ . (zie vergelijking 4.7)

De materie distributie binnenin het proton volgt een elektromagnetische vorm factor, waarbij de straal van het hadron als een vrije parameter gebruikt wordt:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int d^2\vec{k} \frac{\exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})}{(1 + k^2 r_{\text{hadron}}^2)^2} \quad (4.10)$$

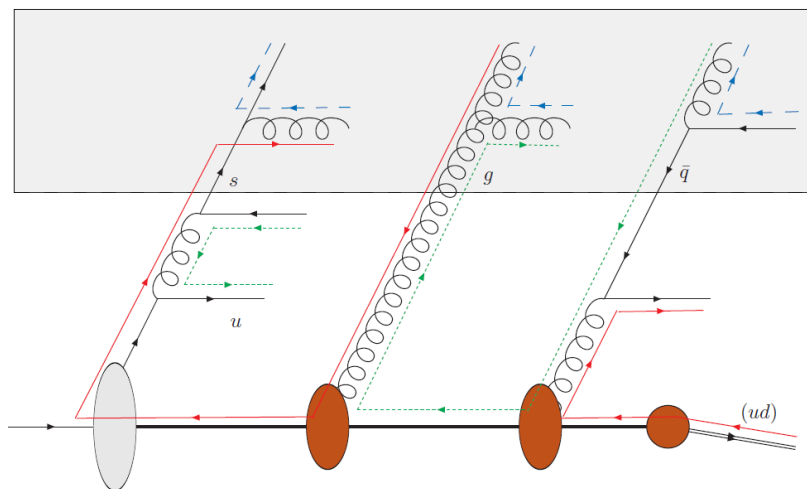
met  $r_{\text{hadron}}$  de straal van het hadron. Elastische  $ep$  verstrooiings experimenten hebben de ladingsverdeling binnenin een hadron bepaald en deze is gelijkaardig, maar niet noodzakelijk gelijk aan de materie distributie. Als een gevolg wordt  $r_{\text{hadron}}$  behandeld als een vrije parameter. Vermits HERWIG geen correlatie veronderstelt tussen verschillende verstrooiingen, volgt het aantal verstrooiingen bij een vaste impact parameter een Poisson distributie.

HERWIG evolueert parton showers en meerdere interacties niet tegelijkertijd. In de plaats hiervan wordt er eerst een stap uitgevoerd die volledig gebaseerd is op het harde proces. Inkomende partonen worden achterwaarts geëvolueerd naar grote  $x$  en kleine  $Q^2$ . Begin- en eindtoestand radiatie wordt gesimuleerd met behulp van het coherente branching algoritme. [86] Dit algoritme is een angulair geordende parton shower met zachte gluon coherentie.

Hierna worden additionele verstrooiingen gegenereerd met standaard matrix elementen en standaard één-parton dichtheden. Dit betekent dat in contrast met PYTHIA, HERWIG additionele verstrooiingen berekent op dezelfde voet als de harde verstrooiing. Nadat het nodige aantal additionele verstrooiingen is gegenereerd, worden de eindtoestand showers hieraan vastgehecht. De parton dichtheden worden enkel aangepast voor de begintoestand radiatie met behulp van een parton extractie schema.

Als additionele verstrooiingen op dezelfde manier behandeld zouden worden in het cluster fragmentatie model (zie sectie 4.2.2) moet een andere valentie quark het al gesatureerde proton verlaten. In de plaats hiervan wordt de achterwaartse evolutie beëindigd bij een gluon. Dit wordt verzekerd door additionele achterwaartse evolutie stappen als dit nodig is. Voor de achterwaartse evolutie van additionele verstrooiingen worden parton dichtheden zonder valentie bijdragen gebruikt. Geen verdere aanpassingen of herschalingen van de parton dichtheden worden uitgeoefend. Dit betekent dat het energie-momentum behoud geschonden kan worden. Als dit gebeurt, wordt de generatie gemarkeerd en opnieuw uitgevoerd. Wanneer uiteindelijk alle additionele verstrooiingen achterwaarts geëvolueerd zijn naar gluonen, worden kleur verbindingen gelegd met initiële quark lijnen in een willekeurige volgorde.

Figuur 4.11 illustreert het concept van parton extractie in de HERWIG shower evolutie. De grijze rechthoek in het bovenste gedeelte van de figuur omvat partonen afkomstig van een perturbatieve parton shower. Onder de rechthoek wordt de volgorde waarin de partonen verwijderd worden uit de proton bundel weergegeven van rechts naar links. Eerst verwijderd de harde verstrooiing een valentie quark (meest rechtse cirkel). In additionele verstrooiingen verzekeren geforceerde splittings de gewenste flavour structuur van het proton. De tweede



**Figuur 4.11:** Schematische weergave van de geforceerde splitsingen en de kleurconnecties welke in HERWIG geïmplementeerd zijn. Splitsingen in de grijze rechthoek komen van de harde verstrooiingen en de begintoestand parton shower. De finale splitsingen onderaan zijn niet-perturbatief. Geforceerde splitsingen kunnen noodzakelijk zijn om de parton input voor te bereiden op het cluster hadronisatie algoritme. [87]

verstrooiing (meest rechtse ellips) bevat een antiquark die achterwaarts evolueert naar een gluon.

#### 4.4 Het onderliggende event in proton-proton interacties

Alle producten en processen die plaatsvinden naast het harde verstrooiingsproces noemt men het *Underlying Event* (UE). (zie nogmaals figuur 4.3) Deze definitie bevat wel enige ambiguïteit. In het algemeen is het niet mogelijk om de “echte” oorsprong van een deeltje te identificeren. Dit komt omdat een hadronisch deeltje in de eindtoestand het resultaat kan zijn van de hadronisatie van partonen die allemaal afkomstig zijn van een verschillende bron. Het is een gewoonte geworden om het onderliggende event te identificeren onafhankelijk van het proces type dat men aan het bestuderen is. Het onderliggende event in Drell-Yan muon paar productie is simpelweg alle event activiteit buiten de twee muonen van de eindtoestand. Daarentegen is de UE definitie in hadronische eindtoestanden veel ingewikkelder. Er bestaan namelijk verschillende benaderingen om deeltjes in jet events te associëren met het harde proces of met het onderliggende event. Hier wordt verder niet op ingegaan.

De experimentele gegevens betreffende het onderliggende event zijn schaars. Traditioneel werden de metingen van minimum-bias events (zie sectie 5.2.2) gebruikt om het onderliggende event te parametriseren. [88] Zo een beschrijving elimineert bij constructie alle interferentie tussen het harde proces en het onderliggende event. Correlaties tussen het harde proces en het onderliggende event worden hierdoor niet getest. In deze context bleek de perturbatieve QCD zeer vruchtbaar in het beschrijven van sommige van deze eigenschappen. Metingen van het CDF experiment aan de Tevatron versneller hebben het onderliggende event gekarakteriseerd door de geladen deeltjes activiteit loodrecht op de leading jet te bestuderen. Hieruit volgde dat enkel de modellen die een beschrijving bevatten voor meerdere, gelijkaardige, parton-parton interacties erin slagen om de data te beschrijven. [81]

Het begrijpen van gewone QCD processen is dus veel meer dan het onderzoeken van de harde verstrooiing. Zoals eerder vermeld is in hoofdstuk 1 is het merendeel zacht en niet perturbatief berekenbaar. Het onderliggende event, de zachte component van een botsing, welke extra deeltjes toevoegd aan de algemene botsings activiteit, moet dus eveneens gemeten en begrepen worden. Daar bovenop is er ook nog pile-up: zachte interacties die ongecorrleerd zijn met elkaar en ongecorrleerd zijn met de harde scatter. Ze zijn enkel en alleen te wijten aan de interactie van meerdere protonen tegelijk bij de kruising van de LHC bundels.

## 4.5 Gebruikte Modellen

In dit werk wordt er gebruik gemaakt van de volgende event generatoren:

- PYTHIA D6T tune
- PYTHIA ATLAS tune
- PYTHIA Z2 tune
- PYTHIA 8

De eerste drie generatoren zijn gebaseerd op PYTHIA 6.4. Hierbij zijn de D6T en de ATLAS tune gebaseerd op preLHC data. De D6T tune [81, 89] is gebaseerd op onderliggend event observabelen van het CDF experiment bij de Tevatron. De ATLAS tune [90] omvat een nauwkeurige parametrisatie van  $p_{\perp}$  en de  $\sqrt{s}$  evolutie van parton data van ISR (Intersecting Storage Rings) experimenten en Sp $\bar{p}$ S experimenten. De Z2 tune is een MC generator gebaseerd op de eerste onderliggend event observabelen van de LHC data. Hiernaast is er ook nog PYTHIA 8, een nieuwere versie van PYTHIA die ook gebaseerd is op preLHC data. De belangrijkste verschillen met de oudere versie zijn de in elkaar geweven beschrijving van  $p_{\perp}$  ordening in de MPI+ISR+FSR evolutie, harde verstrooiing in diffractieve systemen en het toelaten van herverstrooiingen bij de meerdere parton interacties.

Merk op dat de multipliciteitsverdelingen niet expliciet zijn gebruikt in deze parametrisaties. Het is dan ook belangrijk om na te gaan welke *tune* ook een goede beschrijving geeft van de multipliciteitsverdeling.

## 4.6 Gevoelige fysische grootheden

Verscheidene grootheden worden gebruikt om de verschillen tussen de modellen onderling en de genomen data van hadron-hadron botsingen in kaart te brengen. Ze kunnen onderverdeeld worden in drie categorieën.

Eerst en vooral zijn er de *single particle spectra*. In elk spectrum wordt telkens een parameter van elke deeltje uitgezet om een beeld te scheppen van de algemene verdeling van deze parameter. De verdelingen van de parameters scheppen dan een globaal beeld van de deeltjes productie. Veel bestudeerde parameters zijn de pseudorapiditeit  $\eta$ , de hoek  $\phi$ , de transversale impuls  $p_{\perp}$  en de rapiditeitsdichtheid van de deeltjes. De eerste twee parameters geven een ruimtelijke verdeling van de deeltjes weer. Hierbij is  $\eta$  gedefinieerd als  $-\ln(\tan\theta/2)$  met  $\theta$  de polaire hoek van het deeltje ten opzichte van de bundelrichting tegen de klok in. Een

exacte beschrijving van het assenstelsel en de bijhorende hoeken voor het CMS experiment aan de LHC is terug te vinden in sectie 5.2. De rapiditeitsdichtheid wordt later in deze sectie besproken, vermits eerst de multipliciteit ingeleid dient te worden. Bronnen die deze spectra beschrijven zijn [91, 92].

Een volgende belangrijke grootheid is de *charged particle multiplicity*  $N_{\text{ch}}$ . De geladen deeltjes multipliciteit is het gemiddeld aantal primaire deeltjes dat gegenereerd wordt in een interactie. Deze observabele karakteriseert de eindtoestanden van hoge energie botsingen. Het is vaak de eerste en meest belangrijke manier om een nieuwe versneller te karakteriseren. De meting wordt gebruikt om de simulatiemodellen fijn te tunen, zodat het mogelijk wordt om meer gecompliceerde metingen uit te voeren die een hoge precisie vereisen in de theoretische modellen. Deze thesis bestudeert uitvoerig de multipliciteitsverdeling van LHC botsingen, gereconstrueerd met de CMS detector.

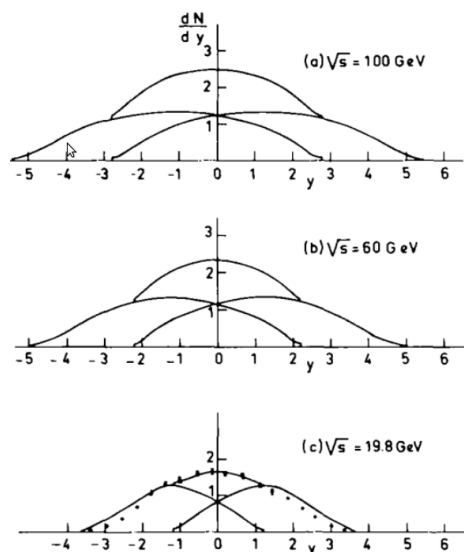
De multipliciteitsdistributie  $P(N_{\text{ch}})$  is de probabilliteit om  $N_{\text{ch}}$  geladen hadronen te produceren in een event ofwel in de volledige faseruimte ofwel in bepaalde domeinen van de faseruimte. Energie-momentum en lading behoud beïnvloeden de multipliciteitsdistributie in de volledige faseruimte zeer sterk. In deze metingen zijn de primaire geladen deeltjes gedefinieerd als alle geladen hadronen die geproduceerd worden in de interactie, inclusief de producten van de sterke en elektromagnetische vervallen, maar exclusief de producten van de zwakke vervallen en de hadronen afkomstig van secundaire interacties.

De rapiditeitsdichtheid is het aantal geproduceerde deeltjes per rapiditeitseenheid en is een zeer belangrijke observabele. Men kan uit relativistische kinematica aantonen dat, afhankelijk van de massamiddelpuntsenergie er een minimale en maximale rapiditeitswaarde is voor de geproduceerde deeltjes. Dit bereik hangt essentieel af van het behoud van (longitudinale) impuls en energie en is een gevolg van het feit dat elk parton een fractie van de bundelhadron impuls meedraagt. Hierdoor ligt het massamiddelpunt van de harde verstrooiing niet vast zoals in  $e^+e^-$ , maar beweegt het met een bepaalde snelheid. Uit deze berekening volgt dat

$$d\tau = \frac{1}{2} dp_{\perp}^2 d\phi dy \quad (4.11)$$

Volgens basis kwantummechanica is  $d\sigma = |M|^2 d\tau$  met een matrixelement  $|M|$ . Beide formules kunnen aan elkaar gelijkgesteld worden. Hierbij geldt nu dat als  $|M|^2$  traag varieert ten opzichte van de rapiditeit  $y$ ,  $d\sigma/dy \approx \text{constant}$  is in  $y$ , wat aanleiding geeft tot het multipliciteitsplateau. Hierbij zou men verwachten dat enkel de breedte, maar niet de hoogte kan veranderen in functie van  $\sqrt{s}$ . Bij een stijgende  $\sqrt{s}$  verandert namelijk de gemiddelde multipliciteit, vermits de multipliciteit de integraal is van  $d\sigma/dy$ ,  $\langle N_{\text{ch}} \rangle = \int \frac{d\sigma}{dy} dy$ . Er zijn dus meer deeltjes als  $d\sigma/dy$  breder wordt. Toch blijkt dat de multipliciteit nog sneller toeneemt en dat de hoogte van het plateau dus moet toenemen om dit te kunnen verklaren.

De stijging van de hoogte van het plateau kan ondermeer verklaard worden door de superpositie aan te nemen van twee plateaus geproduceerd door twee (zachte) partonische interacties. Als twee plateaus namelijk een overlap in rapiditeit hebben, ligt de som van beide hoger en is er dus een hoger rapiditeitsplateau meetbaar. Dit is zichtbaar in figuur 4.12. Bij hogere  $\sqrt{s}$  worden de afzonderlijke plateaus breder, waardoor de overlap nog groter kan worden. Op deze manier stijgt het totale plateau en kan de snel stijgende multipliciteit verklaard worden.



**Figuur 4.12:** Twee multipliciteitsplateaus afkomstig van twee interacties kunnen een overlap vertonen, waardoor het totale plateau hoger ligt. Bij een stijgende  $\sqrt{s}$  verbreden beide plateaus, waardoor de overlap alleen maar groter wordt. [76]

Onafhankelijke emissie van afzonderlijke deeltjes levert een poisson verdeling voor  $P(N_{\text{ch}})$ . Afwijkingen van deze vorm onthullen correlaties, namelijk de *multiple particle correlations*. Dit is de derde categorie. Deze correlaties hebben hoofdzakelijk een kort bereik in rapiditeit en reflecteren het lokale behoud van de kwantumgetallen in het hadronisatieproces. In hadron hadron interacties worden ook additionele lange afstand rapiditeit correlaties waargenomen, waarbij de magnitude stijgt met  $\sqrt{s}$ . [93] In tegenstelling tot  $e^+e^-$  annihilaties zijn de lange afstand correlaties veel kleiner en bijna afwezig in evenementen welke twee- of drie-jets bevatten. [94]

De  $\sqrt{s}$  afhankelijkheid van  $P(N_{\text{ch}})$  is besproken in [95] in relatie met *Koba-Nielsen-Olesen (KNO) scaling*. [96, 97] Hierbij bestudeert men de KNO functie  $\Psi(z) = \langle N_{\text{ch}} \rangle P(N_{\text{ch}})$ , met  $z = N_{\text{ch}} / \langle N_{\text{ch}} \rangle$ . Als KNO schaling geldt, is  $\Psi(z)$  onafhankelijk van  $\sqrt{s}$ . Afwijkingen van deze schaling worden in volledige faseruimte waargenomen bij energieën startende bij 200 GeV bij  $p\bar{p}$  aan de Sp\bar{p}S versneller. [98] De afwijkingen zijn hoofdzakelijk afkomstig van semi-harde gluon radiatie (minijets) en multiple parton interacties en zijn gerelateerd aan de stijging van het multipliciteitsplateau.

Een ander zeer fundamenteel kenmerk is dat de multipliciteits distributies in de volledige faseruimte tot op 540 GeV beschreven kunnen worden met behulp van de Negatief-Binomiale Distributie (NBD). [99] Om hogere energieën te beschrijven moet de som van twee NBD's gebruikt worden om een degelijke fit te verkrijgen. [100, 101] Dit kan op verschillende manieren geïnterpreteerd worden. Allereerst kan het duiden op de aanwezigheid van twee componenten. Eén overeenkomend met de conventionele zachte fysica en de andere met QCD semi-harde minijets. Anderzijds kan men de deeltjes productie ook bekijken als een twee-cascade proces, waarbij de eerste cascade verantwoordelijk is voor de partonen en de tweede voor de fragmentatie in hadronen. [79] Meer onderzoek naar de achterliggende fysische betekenis is een noodzaak.

## Hoofdstuk 5

# Het CMS experiment aan de LHC

### 5.1 Large Hadron Collider (LHC)

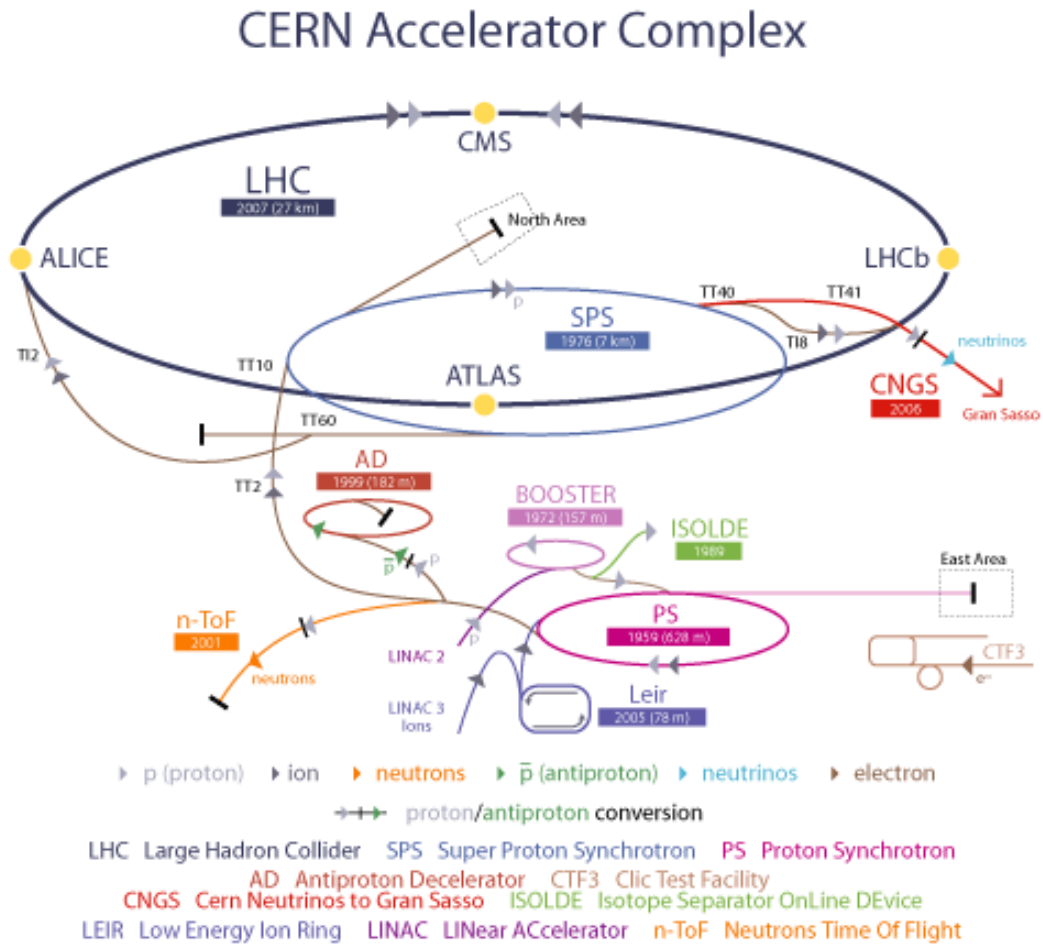
De *Large Hadron Collider* of LHC werd voor het eerst goedgekeurd door de CERN Council in december 1994. Hij is gesitueerd te CERN, vlakbij Genève te Zwitserland. De bouw van de LHC is een grote stap voor de hadron versnellers, zowel in termen van de aanwezige energie voor de productie van deeltjes als voor de luminositeit. Bij de design energie, vinden er proton-proton botsingen plaats bij een massamiddelpuntsenergie van  $\sqrt{s} = 14$  TeV of ongeveer  $2 \mu\text{J}$ . Deze nooit geziene energieën laten toe om onderzoek te voeren naar de fundamentele bouwstenen van materie en laten hoogstwaarschijnlijk ook de productie van nieuwe deeltjes toe, welke nog nooit eerder zijn geobserveerd.

Ook de Universiteit Antwerpen (UA) leverde een substantiële bijdrage. De onderzoeksgroep elementaire deeltjesfysica werkte mee aan de constructie van de sporenkamer van de CMS detector (sectie 5.2) en ook aan de Castor calorimeter, welke het meetbereik van CMS vergroot.

De LHC werd samen met zijn detectoren gebouwd om een antwoord te vinden op vele vragen. Het populairste doel van de LHC blijft de zoektocht naar het Brout-Englert-Higgs deeltje. Men gelooft dat het Higgs mechanisme verantwoordelijk is voor het geven van massa aan materie. De ontdekking hiervan zou een revolutionaire stap betekenen in de deeltjesfysica. Natuurlijk is de LHC ook gebouwd om vele andere fysische problemen uit te klaren. Voorbeelden hiervan zijn de zoektocht naar supersymmetrie (SUSY), het bestuderen van CP schending, zoektocht naar extra dimensies en het onderzoeken van donkere materie.

De LHC zelf is een synchrotron met een omtrek van 26,7 km, welke zich onder de grond bevindt op een diepte die varieert tussen 50 en 150 meter. De LHC heeft vier interactiepunten, waar de experimenten gelocaliseerd zijn. De twee meest algemene detectoren zijn *A Toroidal LHC Apparatus* (ATLAS) en de *Compact Muon Solenoid* (CMS). Verder zijn er ook nog vier meer gespecialiseerde experimenten: ALICE, LHCb, LHCf en TOTEM. De vier grootste experimenten: ALICE, ATLAS, CMS en LHCb zijn aangeduid op de schematische weergave van de LHC in figuur 5.1.

Om de protonbundels tot op een botsingsenergie van 7 TeV te krijgen, maakt de LHC gebruik van CERN's fameuze versnellersfaciliteiten. (figuur 5.1) Protonen vertrekken in de lineaire versneller *Linac2*, welke 50 MeV protonen aflevert aan de *Proton Synchrotron Booster* (PSB). De PSB injecteert 1,4 GeV protonen in de *Proton Synchrotron* (PS), welke op zijn beurt



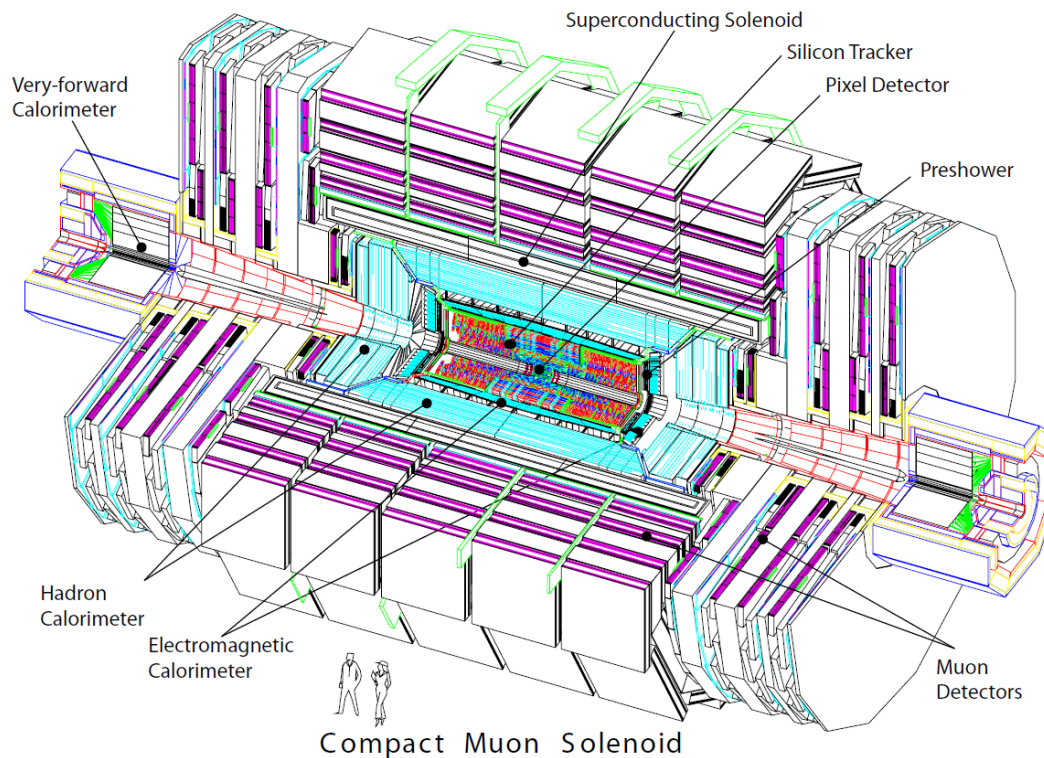
**Figuur 5.1:** De versnellersfaciliteiten van CERN. Naast de weergave van alle versnellers in CERN, toont de figuur ook de locatie van de vier grootste LHC experimenten: ALICE, ATLAS, CMS en LHCb.

26 GeV protonen injecteert in de *Super Proton Synchrotron* (SPS). Uiteindelijk versnelt de SPS protonen tot 450 GeV, waarna de bundel in twee wordt gesplitst en in de LHC wordt geïnjecteerd. De LHC zelf kan deze bundels versnellen tot de uiteindelijke energie van 7 TeV.

## 5.2 Compact Muon Solenoid (CMS)

De *Compact Muon Solenoid* (CMS) is een algemene deeltjes detector gelocaliseerd aan interactie punt 5 van de LHC op ongeveer 100 m onder de grond. Een uitgebreide beschrijving van het CMS experiment kan teruggevonden worden in [102].

Het detectiesysteem bestaat uit een pixel tracker, een silicium-strip tracker (SST) een hadronische scintillator calorimeter gesampled met messing absorbers, een lood-wolfram  $\text{PbWO}_4$  kristallen elektromagnetische calorimeter en muon kamers. Het experiment is cilindrisch opgebouwd, waarbij de tracker en de calorimeters zich binnenin een supergeleidende solenoid magneet bevinden. De magneet heeft een interne diameter van 6 m en levert een uniform magneetveld met een nominale sterkte van 3,8 T. De muon kamers zijn gas ionisatie detectors, welke zich bevinden tussen de magneet en de ijzeren ophanging.



**Figuur 5.2:** Gedetailleerde weergave van de 21,6 m lange en 14,6 m hoge CMS detector [102]

De CMS detector is opgebouwd uit een cilindrisch *barrel* gedeelte en de *endcaps*. In deze endcaps bezit CMS onder andere een stalen/quartz-fiber voorwaartse calorimeter (HF) welke een bereik heeft van  $2,9 < |\eta| < 5,2$ . Het CMS experiment, afgebeeld in figuur 5.2, weegt 12500 ton, is 21,6 m lang en is 14,6 m hoog.

Het experiment maakt gebruik van een rechtshandig coördinatenstelsel. Hierbij ligt het interactiepunt in de oorsprong, is  $z$  de as langs de bundelrichting tegen de klok in, is  $y$  de verticale as naar boven, loodrecht op het LHC vlak en is  $x$  de horizontale as richting het centrum van de LHC ring. Een ander veelgebruikt coördinatensysteem is het  $(\eta, \phi)$  vlak. Hierbij is  $\phi$  de azimutale hoek in het  $(x, y)$  vlak<sup>1</sup> en is  $\eta$  de pseudorapiditeit, gedefinieerd als: [103]

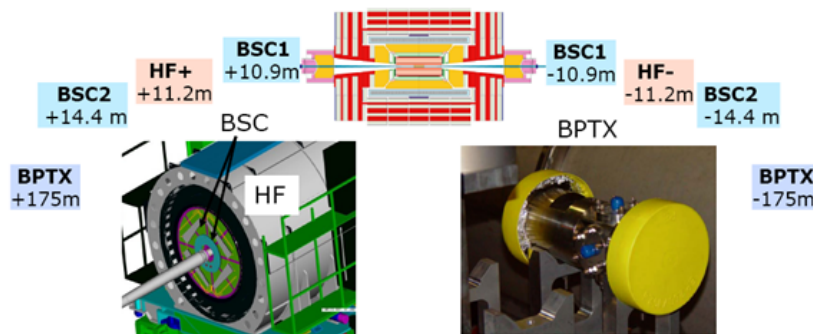
$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) \quad (5.1)$$

Het gebruik van deze  $\eta$  in de plaats van de polaire hoek  $\theta$ , de hoek tegenover de  $z$ -as, heeft een groot voordeel. Het is voor relativistische deeltjes namelijk een benadering van de rapiditeit  $y$  die op een constante term na Lorentz invariant is. Deeltjes afkomstig van interacties dicht bij de bundelpijp hebben een kleine polaire hoek  $\theta$  en hebben een grote pseudorapiditeit  $\eta$ . Ze worden ook wel *voorwaarts* genoemd.

De CMS detector is gebouwd met de zoektocht naar het Higgs deeltje in het achterhoofd. Hierdoor beschikt de detector over een goede muon detectie, een hoge resolutie voor het momentum van geladen deeltjes in de pixel tracker, een uitstekende elektromagnetische energie, MET<sup>2</sup> en dijet massa resolutie.

<sup>1</sup>Hierbij is  $\phi = 0$  de  $+x$  en is  $\phi = \pi/2$  de  $+y$

<sup>2</sup>afkorting voor Missing Transversal Energy of kortweg missing  $E_T$



Figuur 5.3: Weergave van het trigger systeem rondom CMS.

### 5.2.1 Tracker

De tracker is volledig opgebouwd uit silicium en is daarbij uniek. Hij bestaat uit 1440 silicium pixel en 15148 silicium strook detectormodules, welke geladen deeltjes meten binnen het bereik  $|\eta| < 2.5$ . Het barrel gedeelte bestaat uit 3 lagen van pixel modules en 10 lagen van strip modules rond het interactiepunt op afstanden die variëren van 4,4 cm tot 1,1 m. Vijf van de 10 strook lagen zijn dubbelzijdig en leveren additionele  $z$  coördinaat metingen. De twee endcaps bestaan uit 2 schijven van pixel modules en 12 schijven van strip modules welke de pseudorapiditeit acceptantie uitbreiden tot  $|\eta| < 2,5$ . De tracker levert een impact parameter resolutie op van ongeveer  $100 \mu\text{m}$  en een transversale momentum resolutie van ongeveer 0,7 % voor 1 GeV/c geladen deeltjes bij normale werking. [104]

### 5.2.2 Trigger

CMS heeft een primaire interactie rate van 40 MHz. Met behulp van een tweedelig systeem van filters wordt de data verder gereduceerd tot 100-200 Hz. Het eerste niveau van filters is geïmplementeerd op hardware niveau in herprogrammeerbare microchips (ASX's en FPGA) en wordt de *Level 1* (L1) trigger genoemd. Deze trigger bestaat uit verschillende *menu's* die elk de uitlezing en verwerking van de ruwe elektronische signalen in gang zetten en op die manier tal van data stromen creëren.

De L1 filter reduceert de uitleescapaciteit tot ongeveer 100 kHz. Hierbij wordt typische geselecteerd op energie deposities in de calorimeters, signalen van de muonkamers en signalen in detectoren die de kruising van twee LHC bundels detecteren. Deze zijn de *Beam Scintillation Counters* (BSC) en de *Beam Pick-up Timing for the eXperiments* (BPTX) toestellen. De BSC's zijn gelocaliseerd langs de bundellijn aan elke kant van het interactiepunt op een afstand van 10,86 m en ze zijn gevoelig in het bereik  $3,23 < |\eta| < 4,65$ . De twee BPTX toestellen zijn gelocaliseerd binnenin de bundelpijp op een afstand van 175 m van het interactiepunt. Ze zijn ontworpen om precieze informatie te bieden over de *bunch*structuur<sup>3</sup> en de timing van de inkomende bundels, met een tijdsresolutie beter dan 0,2 ns. De locatie van deze twee subdetectoren zijn weergegeven in figuur 5.3.

Na een positieve L1 beslissing wordt de ruwe data verwerkt in een PC farm bestaande uit duizenden processoren. Hier worden meer abstracte objecten gereconstrueerd en worden

<sup>3</sup>Protonen worden in de LHC versnelt in pakketjes of *bunches* die elk ongeveer  $10^{11}$  protonen bevatten. In totaal kunnen er meer dan 3000 bunches in de LHC circuleren waarbij elke 25 ns een kruising tussen twee pakketjes wordt gerealiseerd.

meer complexe selectiecriteria toegepast die de data rate reduceren tot de orde van 100 Hz. De informatie afkomstig van de sporenkamer wordt enkel gebruikt op het niveau van deze software of de *High Level Trigger* (HLT).

Triggers zijn in het algemeen zeer selectief en zoeken naar specifieke signatures die kunnen wijzen op *nieuwe* fysica. Toch wordt ook een deel van de bandbreedte gereserveerd voor controle triggers en zogenaamde minimum-bias triggers die de processen die kunnen voorkomen bij de LHC volgens hun natuurlijke verhoudingen sampelen. Het spreekt voor zich dat de minimum-bias dataset dan gedomineerd zal zijn door de meest natuurlijk voorkomende processen hetgeen de eerder besproken *zachte* QCD processen zijn met weinig impulsoverdracht tussen partonen uit het proton.

### 5.3 Pile-up events

Omdat elke bundel tot  $10^{11}$  protonen bevat is de kans groot dat meer dan twee protonen interageren bij elke bundelkruising. Bij nominale bundelintensiteit loopt dit zelfs op tot een gemiddeld van 20 simultane interacties tussen de proton paren.

Ideaal kan de minimum-bias data dan ook het best bestudeerd worden bij lage luminositeit, zodat de pile-up verwaarloosd kan worden. Minimum bias events zullen dus steeds als achtergrond aanwezig zijn in de detector als er getriggerd wordt op een *interessant* event. Hierdoor is het van cruciaal belang is om deze achtergrond goed te begrijpen en deze te kunnen onderdrukken tijdens de verwerking.

Er moet nog wel opgemerkt worden dat de zachte component, welke gesuperponeerd is op een harde verstrooiing (UE event), niet hetzelfde is als de minimum-bias, maar dat ze wel eenzelfde fenomenologie kent.

### 5.4 Data sample en minimum-bias trigger

Voor dit werk wordt er gebruik gemaakt van datasets van proton-proton botsingen bij een massamiddelpuntsenergie van zowel 0,9 TeV als 7 TeV. Hierbij worden enkel runs gebruikt waarbij de pile-up te verwaarlozen is, zodat de minimum-bias events afzonderlijk bestudeerd kunnen worden.

Zowel hardwarematige triggers als offline event selectie worden gebruikt om het minimum-bias sample op te bouwen. De trigger vereist een signaal in een van de BSC scintillator counters in coïncidentie met een van de twee BPTX detectors, wat duidt op de aanwezigheid van minstens één proton bundel in het interactiepunt. *Beam-halo* achtergrond<sup>4</sup> wordt gereduceerd door gebruik te maken van tijd informatie van de BSC counters aan weerszijden van de CMS detector. Additionele *beam-induced* achtergrond, zoals botsing van de bundel met een meettoestel in de bundel pijp, worden verwijderd door te eisen dat de cluster grootten in de pixel detector consistent zijn met een enkele primaire vertex, zoals beschreven in [91].

Met behulp van deze data kunnen de inelastische events bestudeerd worden of kan er enkel gekeken worden naar de NSD events. Om NSD events te selecteren wordt er bijkomend geëist dat er minstens één HF calorimeter moet zijn waarbij er meer dan 3 GeV van de totale energie

---

<sup>4</sup>Dit zijn botsingen van de deeltjes bundel met gas in de bundelpijp, welke plaats kunnen vinden vermits een perfect vacuum niet bestaat.

gedeponeerd is in zowel de positieve- $z$  als neagtieve- $z$  subcalorimeters. Laatst wordt er ook een gereconstrueerde primaire vertex<sup>5</sup> geëist met een  $z$  coördinaat binnen  $\pm 15$  cm van het centrum van het gebied waar de bundels elkaar kruisen.

Voor de finale analyse worden er 2 250 000 en 342 220 events gebruikt voor respectievelijk 0,9 en 7 TeV data. Het aantal events voor de 7 TeV ligt aan de lagere kant. Dit komt omdat de beamspot, de locatie waar de botsing van de bundels plaatsvindt, enkel voor deze batch van events goed genoeg overeenkomt met deze van de gesimuleerde PYTHIA ATLAS tune. Dit zijn echter wel voldoende events om tot conclusies te kunnen komen.

---

<sup>5</sup>De primaire vertex is het punt waar de interactie tussen twee partonen uit het proton plaatsvindt. Alle geproduceerde deeltjes komen voort uit dit punt, behalve vervalproducten van lang levende hadronen (zoals bijvoorbeeld B-mesonen).

## Hoofdstuk 6

# Data Verwerking en Analyse

### 6.1 Spoor reconstructie

De pixel en strip detectoren worden gebruikt om sporen te reconstrueren binnen een acceptantie van  $|\eta| < 2,5$ . Vermits de reconstructie efficiëntie zeer sterk daalt aan de randen van dit gebied, wordt de berekening van het multipliciteits spectrum gelimiteerd tot het gebied  $|\eta| < 2,4$ .

In proton-proton botsingen aan de LHC bestaan de events, die geselecteerd worden met behulp van minimum-bias triggers, hoofdzakelijk uit zachte interacties en bevatten ze vooral deeltjes met een kleine transversale impuls. Deze deeltjes worden gereconstrueerd met behulp van een uitbreiding van de standaard tracking algoritmes van het CMS experiment. De standaard algoritmes zijn gebaseerd op een combinatorische spoor zoeker die meerdere iteraties doorloopt en ladingen clustert in de silicium detector (hits) en deze combineert tot een helixvormig spoor. [105] Hits die ondubbelzinnig toegewezen kunnen worden aan sporen in een iteratie worden verwijderd van de collectie van tracker hits, om zo een kleinere collectie te creëren die hierna gebruikt kan worden in de volgende iteratie. Deze iteratieve procedure is verder geoptimaliseerd om de reconstructie van primaire sporen met  $p_{\perp} \geq 100$  MeV/c in minimum-bias events mogelijk te maken. [91] De standaard methode zonder en met uitbreiding worden respectievelijk *genTr* en *minbiasTr* genoemd. De reconstructie efficiëntie, geschat via de simulatie van de detector, is voor de *minbiasTr* groter dan 90% voor sporen met  $p_{\perp} \geq 500$  MeV/c en daalt onder 70% voor sporen met  $p_{\perp} \geq 100$  MeV/c. De contaminatie door fout gereconstrueerde sporen is kleiner dan 5% voor sporen met  $p_{\perp} \geq 500$  MeV/c.

Na drie iteraties van de combinatorische spoor zoeker, wordt de positie van de primaire vertex herberekend, waarna deze gebruikt wordt als een additionele randvoorwaarde tijdens het herfiten van alle eerder gereconstrueerde sporen. Op deze manier verbetert de algemene resolutie in  $\eta$  en  $p_{\perp}$ . Vervolgens wordt er gebruik gemaakt van een cluster algoritme gevolgd door een Gaussisch mixtute model [106] om de efficiëntie om een vertex te vinden te optimaliseren.

De contaminatie door de vervallen van neutrale deeltjes met een lange levensduur, ook wel  $V^0$  vervallen genoemd, wordt gedomineerd door geladen pionen en protonen afkomstig van  $K_s^0$  en  $\Lambda$  vervallen. Om deze contaminatie van  $V^0$  vervallen en van secundaire deeltjes geproduceerd door de interactie van geladen deeltjes met het materiaal van de detector te verlagen, wordt er geëist dat alle gereconstrueerde sporen geassocieerd moeten zijn met de primaire vertex.

Dit wordt bereikt door sporen te selecteren met een kleine impact parameter<sup>1</sup> in vergelijking met de positie van de primaire vertex, zowel in het transversaal vlak als langs de  $z$ -as. [91]

Als laatste worden enkel sporen met een relatieve onzekerheid op hun gemeten transversale impuls kleiner dan 5% geselecteerd. Deze restrictie verwerpt voornamelijk lage-kwaliteit en slecht gereconstrueerde sporen.

De verwerking van de data wordt uitgevoerd voor zes verschillende acceptanties. Dit is nodig om te kunnen vergelijken met de andere experimenten aan de LHC. De verschillende acceptanties voor de spoor selectie zijn weergegeven in tabel 6.1. Het transversaal momentum van de gegenereerde deeltjes is  $p_{\perp}^{\text{gen}}$  en dat van de gereconstrueerde sporen is  $p_{\perp}^{\text{reco}}$ . Bij acceptantie  $\text{acc}_1$  en  $\text{acc}_5$  zal er dus een  $p_{\perp}$  correctie/extrapolatie plaatsvinden (zie sectie 6.4.3). Deze twee acceptanties worden ook enkel gebruikt om de NSD samples te bestuderen. Het pseudorapiditeit bereik  $]\eta_{\text{min}}, \eta_{\text{max}}[$  is hetzelfde voor de sporen en de deeltjes.

| acceptantie    | $p_{\perp}^{\text{gen}}$ (GeV) | $p_{\perp}^{\text{reco}}$ (GeV) | $\eta_{\text{min}}$ | $\eta_{\text{max}}$ |
|----------------|--------------------------------|---------------------------------|---------------------|---------------------|
| $\text{acc}_0$ | 0,1                            | 0,1                             | 0                   | 2,4                 |
| $\text{acc}_1$ | 0                              | 0,1                             | 0                   | 2,4                 |
| $\text{acc}_2$ | 0,5                            | 0,5                             | 0                   | 2,4                 |
| $\text{acc}_3$ | 1,0                            | 1,0                             | 0                   | 2,4                 |
| $\text{acc}_4$ | 0,1                            | 0,1                             | 0                   | 1,0                 |
| $\text{acc}_5$ | 0                              | 0,1                             | 0                   | 1,0                 |

**Tabel 6.1:** De zes verschillende acceptanties voor de spoor selectie

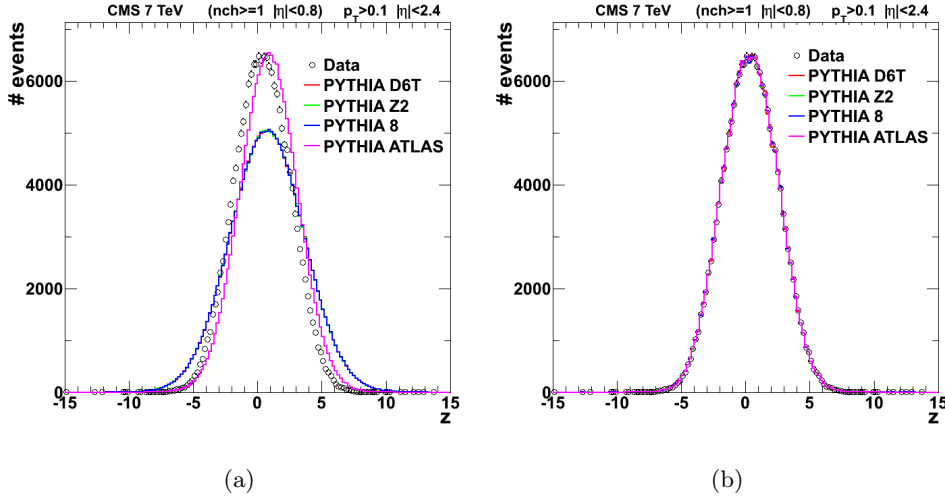
## 6.2 Herweging $z$ vertex

Bij het vergelijken van de vertex parameters van de genomen data en de simulatie van de detector respons van verschillende modellen blijkt dat de  $z$  vertex niet compatibel is. Dit is weergegeven in figuur 6.1. Een correctie hiervoor is gewenst, vermits een verschillende  $z$  coördinaat resulteert in iets andere ruimtelijke hoeken ten opzichte van het assenstelsel. Dit kan dan ook zijn gevolgen hebben bij de selectie cuts. Het verschil kan gecorrigeerd worden door een gewicht te geven aan alle events van de modellen. Het gewicht  $w_0$  voor een event met  $z = z_0$  is gelijk aan de verhouding van de beide distributies in het punt  $z_0$ :  $w_0 = Z_{\text{data}}(z_0)/Z_{\text{model}}(z_0)$ .

## 6.3 Event acceptanties

Zoals eerder al vermeld, is het de bedoeling om de multipliciteitsverdeling met zoveel mogelijk andere experimenten te vergelijken. Dit is enkel mogelijk als de event selectie op exact dezelfde wijze verloopt. Parameters zoals de minimale multipliciteit en het pseudorapiditeits bereik moeten dus overgenomen worden van de andere experimenten. Om dit mogelijk te maken moet ook voor de event selectie verschillende acceptanties gedefinieerd en bestudeerd worden. Hiernaast gebruikt CMS ook zijn eigen selectie definitie: de MBUEWG selectie (Minimum-Bias Underlying Event Working Group). Een overzicht van de acceptanties is weergegeven

<sup>1</sup>De impact parameter is de afstand in het  $x - y$  vlak, respectievelijk langs de  $z$ -as, tussen de primaire vertex en de intersectie van een spoor met de  $z$ -as.



**Figuur 6.1:** (a) toont het verschil in distributie van de vertex  $z$  coördinaat voor data en de MC modellen bij een  $acc_0$  MBUEWG (zie sectie 6.3) selectie bij 7 TeV. De Z2 en D6T tune zijn verscholen onder de PYTHIA 8 tune. (b) Distributie van de  $z$  coördinaat na toepassing van de  $z$  herweging.

in tabel 6.2. Een event geraakt doorheen de selectie als er minstens  $N_{ch}^{\min}$  sporen zijn met pseudorapiditeit  $|\eta| < |\eta|^{\max}$  en transversaal impuls  $p_{\perp} > p_{\perp}^{\text{reco}}$  van de spoor reconstructie. Vanzelfsprekend is de acceptantie “nocut” gelijk aan het opleggen van geen enkele event selectieregel.

| selectie | $N_{ch}^{\min}$ | $ \eta ^{\max}$ | vergelijken met |
|----------|-----------------|-----------------|-----------------|
| nocut    | 0               | /               |                 |
| MBUEWG   | 1               | 0,8             |                 |
| ALICE    | 1               | 1,0             | ALICE           |
| ATLAS1   | 1               | 2,4             | ATLAS           |
| ATLAS2   | 2               | 2,4             | ATLAS           |
| ATLAS6   | 6               | 2,4             | ATLAS           |

**Tabel 6.2:** De zes verschillende acceptanties voor de event selectie

Om te controleren of de reconstructie van de genomen data na de selecties overeenkomt met de reconstructie van de Monte Carlo modellen, worden er enkele controle figuren bekeken. Vermits er in dit werk zowel NSD als inelastische botsingen bestudeerd worden bij zowel 0,9 TeV als 7 TeV, er zes spoor acceptanties zijn en er nog eens zes event selecties zijn, zijn er vele variaties in de analyse mogelijk, waarbij telkens alle parameters bestudeerd moeten worden.

In figuur 6.2 zijn de controle figuren weergegeven voor de inelastische MBUEWG selectie met de spoor acceptantie  $acc_0$  bij de massamiddelpuntsenergie van  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In figuur 6.2(a) is  $\chi^2/\text{ndof}$ , de  $\chi^2$  van de helix fit gedeeld door het aantal vrijheidsgraden,  $\text{ndof}$ , weergegeven. De data en de MC modellen stemmen goed overeen, wat betekent dat de reconstructie op een zeer gelijkaardige manier verloopt. De MC modellen hebben echter iets minder last van ruis. (b) toont de pseudorapiditeit  $\eta$  van de sporen, welke zeer goed overeenkomt met de verschillende Monte Carlo modellen. (c) toont logaritmisch dan weer de sporen multipliciteit  $N_{ch}$ . Op het eerste zicht lijkt het dat PYTHIA 8 en vooral de Z2 tune de waargenomen

data het beste beschrijven, maar beide tunes bevinden zich lager dan de data curve bij hoge multipliciteiten. Dit is niet wenselijk, vermits men nood heeft aan voldoende statistiek om correcties uit te kunnen voeren.<sup>2</sup> Enkel de curve van PYTHIA ATLAS bevindt zich boven de data curve, waardoor het dan ook wenselijk is om deze tune te gebruiken. (d) geeft het aantal hits in de tracker detector weer. De ATLAS tune levert hiervoor de beste beschrijving. (e) toont de distributie van de azimuthale hoek  $\phi$  van de sporen, welke voor alle modellen even goed overeenkomt met de genomen data. Als laatste toont (f) de distributie van de transversale impuls  $p_{\perp}$  van de sporen. Hier beschrijven PYTHIA 8 en Z2 de data het beste.

Na het bestuderen van de controle figuren, wordt er besloten dat de PYTHIA ATLAS tune als model voor de correctieprocedure van de detector respons gebruikt zal worden om de genomen data te analyseren. Het feit dat alle andere (momenteel beschikbare) MC modellen geen events bevatten bij hoge multipliciteiten, geeft de doorslag. De andere MC modellen zullen gebruikt worden bij het bepalen van bepaalde systematische fouten en als cross-check.

## 6.4 Correcties

### 6.4.1 NSD selectie

De NSD selectie is de meest gebiaseerde selectie die poogt om zoveel mogelijk diffractieve botsingen te elimineren. Ondanks er bij de NSD selectie gewerkt wordt met de eis van de aanwezigheid van een significante activiteit in beide einden van de HF subdetector, blijft er een kleine acceptantie over voor de event selectie van diffractieve events: 5% bij 0,9 TeV en 7% bij 7 TeV. Deze bijdrage moet dan ook verwijderd worden, wat gebeurt op basis van gesimuleerde PYTHIA events.

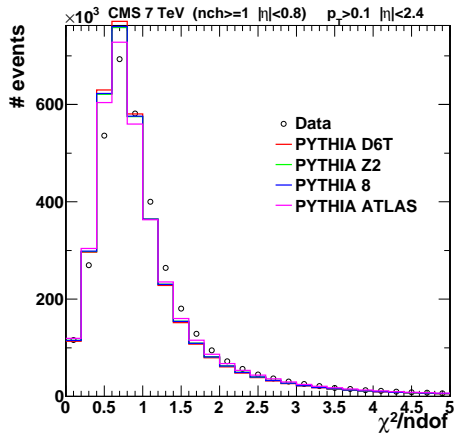
### 6.4.2 Algemeen

Om van de (geobserveerde) gereconstrueerde sporen multipliciteit  $O_m$  bij multipliciteit  $m$  over te gaan naar de werkelijke deeltjes multipliciteit  $P_n$  bij multipliciteit  $n$  zijn twee stappen nodig. Enerzijds is er de ontvouwing, waarbij  $O_m$  wordt omgezet naar de geobserveerde werkelijke deeltjes multipliciteit  $T_n$ . In een tweede stap, wordt er met behulp van de trigger en selectie efficiëntie  $\epsilon_n$  overgegaan naar de gezochte deeltjes multipliciteit  $P_n$ . De twee stappen komen aanbod in de volgende twee secties waar ook wordt verklaard waarom ze noodzakelijk zijn.

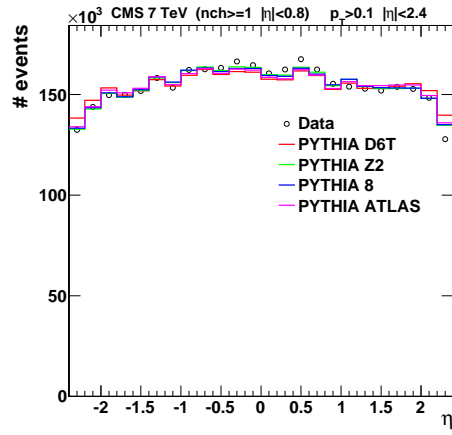
### 6.4.3 Ontvouwing

Wegens inefficiënties in de spoor reconstructie en acceptantie, door de creatie van secundaire deeltjes door de interactie van primaire deeltjes met de bundelpijp en het detector materiaal, en door de aanwezigheid van verval producten van lang levende hadronen zal men in het algemeen nooit de échte deeltjes multipliciteit  $n$  meten, maar een statistisch gerelateerde hoeveelheid  $m$ . De statistische distributie  $O_m$  van deze geobserveerde sporen multipliciteit is

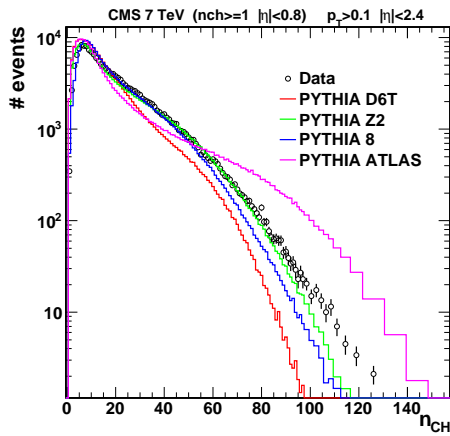
<sup>2</sup>In sectie 6.4.3 wordt er namelijk gebruik gemaakt van de correlatie tussen gesimuleerde sporen en gereconstrueerde sporen bins om de ontvouwing uit te voeren.



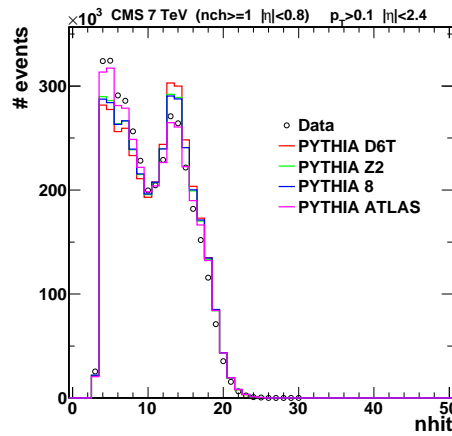
(a)



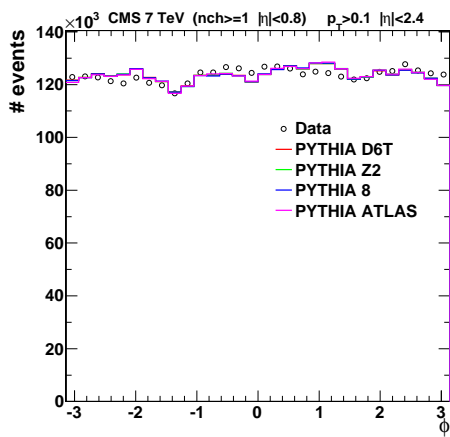
(b)



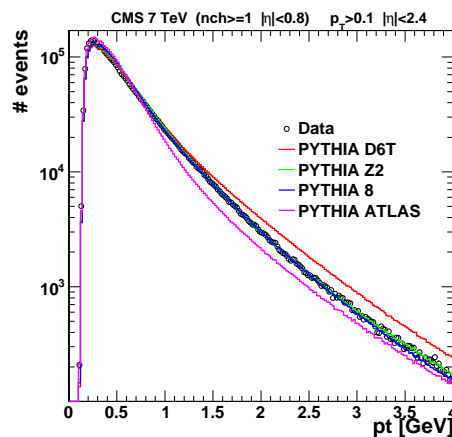
(c)



(d)

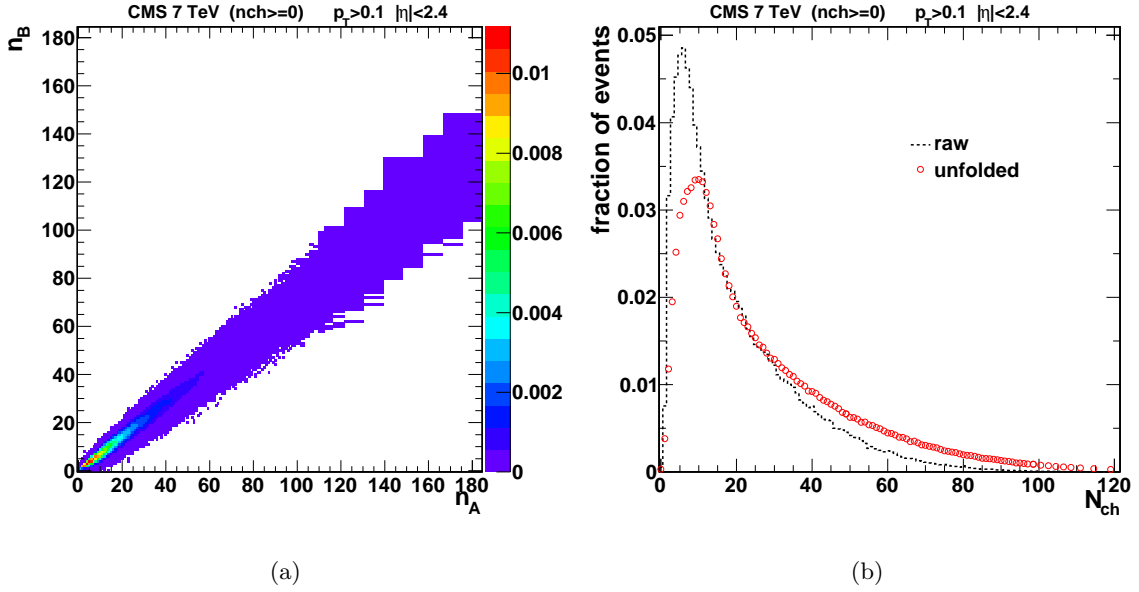


(e)



(f)

**Figuur 6.2:** Controle figuren voor enkele parameters van de MBUEWG selectie met spoor acceptantie  $acc_0$ ; (a) chikwadraat gedeeld door het aantal vrijheidsgraden  $\chi^2/ndof$ ; (b) pseudo-rapiditeit  $\eta$ ; (c) multiplicititeit  $N_{ch}$ ; (d) het aantal hits in de tracker  $nhit$ ; (e) de azimutale hoek  $\phi$ ; (f) transversale impuls  $p_{\perp}$



**Figuur 6.3:** (a) responsmatrix  $R_{m,n}$  voor de nocut  $acc_0$  selectie voor de PYTHIA ATLAS tune bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV.  $n_A$  is de deeltjes multipliciteit op generatie niveau en  $n_B$  is de sporen multipliciteit op reconstructie niveau. (b) toont de ontvouwing van de *raw* sporen multipliciteit naar de *unfolded* deeltjes multipliciteit door gebruik te maken van de matrix afgebeeld in (a)

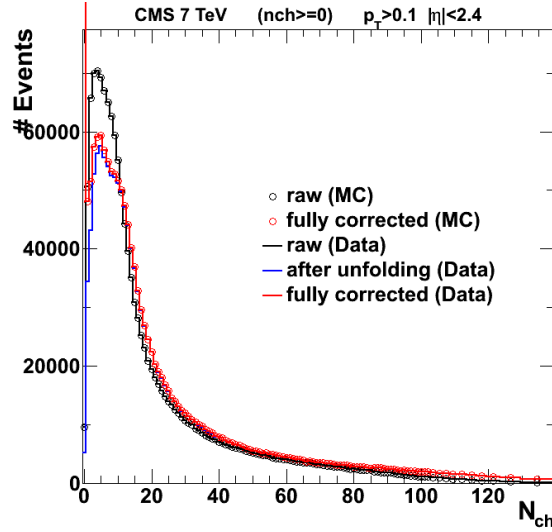
gerelateerd aan de geaccepteerde deeltjes multipliciteit  $T_n$  via de lineaire relatie:

$$O_m = \sum_n R_{m,n} \cdot T_n \quad (6.1)$$

Het probleem van het inverteren van de responsmatrix  $R_{m,n}$ , hier bekomen uit de MC PYTHIA ATLAS simulatie, is een standaard probleem waarover zeer veel literatuur bestaat. [107, 108] Wanneer het event sample geen oneindig aantal events bevat, is een algebraïsche inversie van  $R_{m,n}$  niet stabiel. Om deze reden wordt er gebruik gemaakt van de *Bayesian unfolding method* beschreven in [109]. Deze Bayesiaanse ontvouwingsprocedure introduceert grote statistische correlaties tussen aangrenzende bins van de multipliciteitsverdeling. De volledige covariantie matrix van het ontvouwde multipliciteits spectrum is berekend met behulp van een resampling techniek, zoals beschreven in [108]. De matrix  $R_{m,n}$  wordt in figuur 6.3 weergegeven voor de nocut  $acc_0$  selectie voor de PYTHIA ATLAS tune bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Hierbij is zichtbaar dat de matrix niet langs de diagonaal loopt, maar er onder ligt. Dit betekent dat er bij een bepaalde hoeveelheid sporen steeds meer deeltjes horen. De breedte van de matrix duidt ook op de aanwezige correlaties tussen de bins.

De correctheid van deze ontvouwingsprocedure wordt geverifieerd door de ontvouwing toe te passen op gesimuleerde gegevens<sup>3</sup> in plaats van op de data. In de MC modellen hebben we namelijk informatie over enkel de fysica: het aantal geproduceerde geladen hadronen en eveneens de informatie over de experimentele distorties die geïntroduceerd worden door de sensoren, de uitleeselektronica, de reconstructie en selectiealgoritmen. Het gezamenlijk effect wordt weergegeven in de Responsmatrix  $R_{m,n}$ .

<sup>3</sup>Events afkomstig van dezelfde MC generator als degene die gebruikt wordt om de ontvouwing uit te voeren.



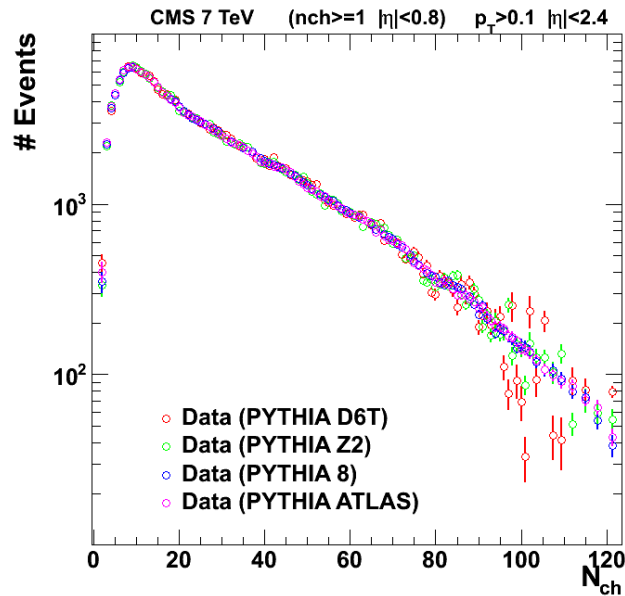
**Figuur 6.4:** Ontvouwing van de nocut  $acc_0$  selectie van de PYTHIA ATLAS tune bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV met behulp van de ATLAS tune. In deze figuur is de *fully corrected* curve de theoretisch bepaalde deeltjes distributie op generator niveau en is de *raw* curve de gereconstrueerde sporen distributie. Deze MC ontvouwing van MC toont een perfecte overeenkomst.

Bij deze test wordt de multipliciteitsdistributie van de gegenereerde primaire hadronen vergeleken met de gereconstrueerde sporen na de ontvouwing. Bij beide energieën en bij alle vier de PYTHIA tunes wordt er een uitstekende overeenkomst bekomen met de gegenereerde hadronen, wat de stabiliteit van deze procedure bewijst. Dit is weergegeven in figuur 6.4, wat wel enige verduidelijking vergt. Om eenzelfde constitutie te behouden, is namelijk de legende in deze figuur zo behouden, alsof hier echte data ontvouwen is. In dit geval is de data dus ook MC. Vermits de MC modellen op generator niveau berekend worden, is de *fully corrected* curve dus eigenlijk het theoretisch MC model op generator niveau. De *raw* curve is dan weer de gereconstrueerde sporen curve van het MC model. In de figuur is duidelijk zichtbaar dat na het ontvouwingsproces de geontvouwde rode volle deeltjes curve (Data) uitstekend samenvalt met het oorspronkelijk gegenereerde MC model (de rode cirkels). Dit wijst op een correcte implementatie van de ontvouwingsprocedure.<sup>4</sup>

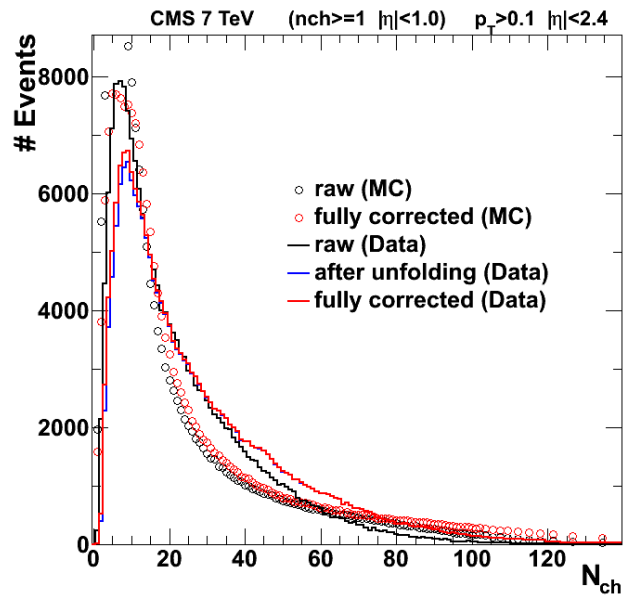
De ontvouwingsprocedure doet enkel de instrumentale effecten te corrigeren en moet dan ook onafhankelijk zijn van het onderliggende fysica model. Dit wordt getest door verschillende modellen met elkaar te ontvouwen. De ontvouwing van de MBUEWG selectie met sporen acceptantie  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV is weergegeven in figuur 6.5. Deze figuur toont de volledig gecorrigeerde resultaten van de ontvouwingsprocedure (inclusief de stap uit de volgende sectie) voor elk MC model. In het algemeen is het verschil klein, wat erop duidt dat de correctieprocedure voor experimentele distorties niet afhangt van het onderliggende fysica model ter beschrijving van de deeltjesproductie. Residuele effecten zullen worden opgenomen in de systematische onzekerheid in sectie 6.6. In wat volgt zal PYTHIA ATLAS dan ook gebruikt worden als MC model om de ontvouwing uit te voeren. Dit model beschrijft ook in het algemeen de controle plots het beste.

Het effect van alle correctie procedures op de gemeten ruwe multipliciteitsverdeling is weergegeven in figuur 6.6 voor de ALICE selectie met sporen acceptantie  $acc_0$  bij een massamidelpuntsenergie van 7 TeV.

<sup>4</sup>De correctie stap wordt verklaard in sectie 6.4.4



**Figuur 6.5:** Weergave van de volledig gecorrigeerde resultaten van de ontvouwing van de MBUEWG selectie met sporen acceptantie  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV, waarbij het gebruikte MC model gevarieerd wordt.



**Figuur 6.6:** Een vergelijking van de niet gecorrigeerde *raw* distributie (zwart) met de distributie na de ontvouwing (blauw) en de volledig gecorrigeerde distributie (rood) voor de  $acc_0$  ALICE selectie bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Naast de distributie van de data, worden ook de ruwe en volledig gecorrigeerde distributies voor de PYTHIA ATLAS tune MC weergegeven.

#### 6.4.4 Efficiënties

De minimum-bias trigger en de NSD selectie (als deze van toepassing is) introduceren onvermijdelijk een bias op de gemeten geladen deeltjes multipliciteit. Verder wordt er ook nog een fractie van events verwijderd door te eisen dat er een kwalitatief goede primaire vertex moet zijn. Deze effecten resulteren in een geaccepteerde deeltjes multipliciteit  $T_n$  gegeven door

$$T_n = \epsilon_n \cdot P_n \quad (6.2)$$

met  $\epsilon_n$  de efficiëntie voor multipliciteit  $n$  en  $P_n$  de te bepalen geladen deeltjes multipliciteit.

De efficiëntie  $\epsilon_n$  kan onderverdeeld worden in twee delen:

$$\epsilon_n = \epsilon_n^{\text{evtSel}} \cdot \epsilon_n^{\text{centrSel}} \quad (6.3)$$

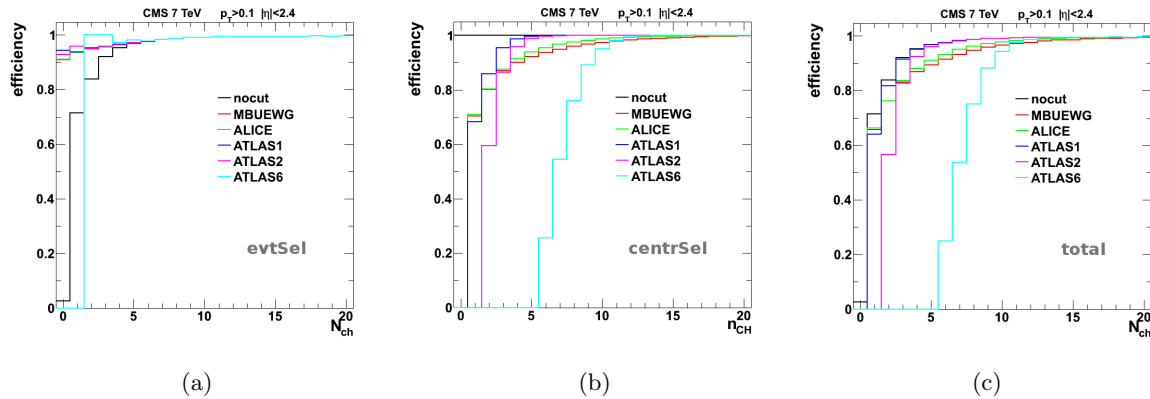
Hierbij stelt  $\epsilon_n^{\text{evtSel}}$  de event selectie efficiëntie voor, welke bestaat uit de combinatie van de efficiëntie van de minimum-bias trigger, de vertex reconstructie en de goede vertex kwaliteit selectie. De minimum-bias trigger levert de grootste bijdrage tot deze efficiëntie. Hiernaast is  $\epsilon_n^{\text{centrSel}}$  de *centrale* efficiëntie die de brug legt tussen de geaccepteerde deeltjes multipliciteit op generator niveau en de sporen multipliciteit op reconstructie niveau. De efficiëntie is gedefinieerd als

$$\epsilon_n^{\text{centrSel}} = \frac{N_{\text{ch}}^{\text{sporen}}}{N_{\text{ch}}^{\text{deeltjes}}} \quad (6.4)$$

en is afhankelijk van de centrale event selectie.(vandaar de naam) In principe kan dit effect worden opgenomen in een meer algemenere responsmatrix, maar om systematische onzekerheden te controleren en in te schatten wordt gepoogd om de correcties zoveel mogelijk te factoriseren.

Zowel  $\epsilon_n^{\text{evtSel}}$ ,  $\epsilon_n^{\text{centrSel}}$  als de totale efficiëntie  $\epsilon_n$  zijn weergegeven in figuur 6.7 voor de verschillende event acceptanties met sporen selectie  $\text{acc}_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In figuur (a) valt de nocut event selectie op met de slechtste efficiëntie bij lage multipliciteiten. Dit is niet meer dan logisch, vermits er bij de andere selecties extra eisen worden opgelegd, zoals het minimaal aantal sporen in een bepaald pseudorapiditeits gebied in de tracker. Door deze extra hoge vereisten voor de sporen (en dus ook voor de events die hiermee gepaard gaan) zullen er minder events afvallen bij trigger, vertex reconstructie en vertex kwaliteit selectie. Hierdoor ligt de efficiëntie dan ook hoger. Er zijn verder ook cut-offs zichtbaar bij lage multipliciteit ten gevolge van de spoor selectie. In figuur (b) is de centrale efficiëntie weergegeven, welke sterk daalt bij lage multipliciteiten als de cut  $N_{\text{ch}}^{\text{min}}$  bereikt wordt bij de verschillende event acceptanties. Als laatste toont figuur (c) de totale efficiëntie  $\epsilon_n$ , waarbij de grootste bijdrage geleverd wordt door  $\epsilon_n^{\text{centrSel}}$ .

De spoor reconstructie efficiëntie daalt drastisch voor  $p_{\perp} < 100$  MeV/c, terwijl de hoeveelheid fout gereconstrueerde sporen stijgt. Om deze reden, wordt er bij de spoor acceptanties  $\text{acc}_1$  en  $\text{acc}_5$ , welke gebruikt worden om de NSD data te analyseren, niet gecorrigeerd met behulp van de MC simulaties. In de plaats hiervan wordt het  $p_{\perp}$  spectrum gereconstrueerd met behulp van de data. De fractie van geladen hadronen met  $p_{\perp} < 100$  MeV/c wordt berekend door het gemeten data spectrum te extrapoleren met behulp van een parametrisatie die gebaseerd is op de exponentiële van een derde graad polynoom in  $p_{\perp}$ . De fractie van geladen hadronen die toegevoegd worden door deze correctie uit te voeren ligt tussen de 5% en 7% afhankelijk van de massamiddelpuntsenergie en het pseudorapiditeits interval dat bestudeerd wordt. Deze methode loopt volledig gelijk aan deze gebruikt in [110], zodat de eindresultaten vergeleken kunnen worden.



**Figuur 6.7:** Weergave van de trigger en event reconstructie selectie in (a), de centrale efficiëntie in (b) en de totale efficiëntie in (c) voor de verschillende event acceptancies met sporen selectie  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

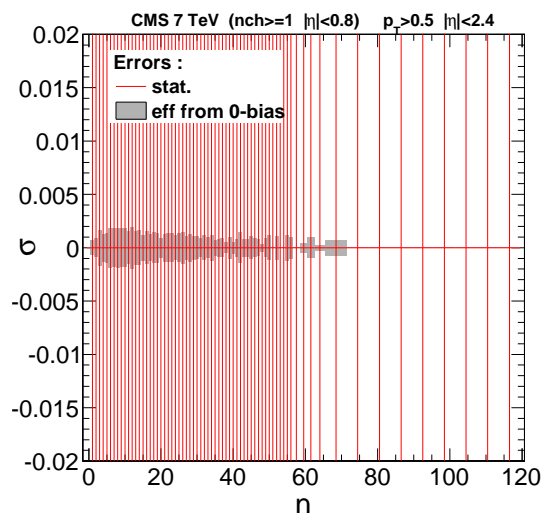
## 6.5 Statistische onzekerheden

In deze analyse wordt er rekening gehouden met zowel de statistische onzekerheden als de systematische onzekerheden. De statistische onzekerheden zijn een gevolg van het gebruik van gelimiteerde data samples, zowel voor gemeten data als voor gesimuleerde data. Systematische onzekerheden zijn alle onzekerheden die geen gevolg zijn van de grootte van het event sample, ze zijn afkomstig van de gebruikte methodes, benaderingen,... Deze worden in de volgende sectie behandeld.

De statistische onzekerheid op de multipliciteit wordt bepaald met behulp van de resampling methode, omdat de analytische propagatie van de statistische onzekerheden doorheen de ontvouwing en correctieprocedure erg moeizaam is. Elk punt van de ruwe multipliciteitsdistributie, dus van de distributie voor het toepassen van de correctieprocedure, wordt gefluctueerd volgens een Poisson verdeling. Hierna wordt de zo verkregen multipliciteitsdistributie volledig gecorrigeerd met de net behandelde correctieprocedure. De methode wordt 1000 keer uitgevoerd, waardoor er 1000 verschillende gecorrigeerde multipliciteitsdistributies bekomen worden. Deze distributies zijn de statistische variaties bekomen door het uitvoeren van pseudo-experimenten, waarvan de variantie een goede schatter is voor de gemeten data variantie.

## 6.6 Systematische onzekerheden

Er zijn verschillende bronnen van systematische onzekerheden die bijdragen tot de totale onzekerheid op de multipliciteitsdistributie  $P_n$ . Er is bijvoorbeeld de onzekerheid op de trigger en event selectie efficiëntie, de onzekerheid op de tracking efficiëntie en acceptantie, de model afhankelijkheid van de responsmatrix en het aantal iteraties van de ontvouwingsprocedure. Hiernaast zijn er nog enkele andere die ook besproken worden. De effecten van de slechte uitlijning van de tracking detector, slecht werkende sensoren en de onzekerheid op de vertex positie zijn veel kleiner en zijn vervat binnenin de totale tracking systematische onzekerheid. Een aantal van de onderstaand beschreven onzekerheden komen overeen met deze in [110].



**Figuur 6.8:** Systematische fout op de trigger en event selectie efficiëntie voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV, vergeleken met de statistische fout op de data.

### 6.6.1 Trigger en event selectie efficiëntie

De correcties van de trigger en event selectie efficiëntie zijn volledig gebaseerd op de Monte Carlo simulatie. De impact van deze correctie is verschillend voor de NSD en de inelastische selectie.

Voor de NSD selectie is de grootste impact op de algemene efficiëntie afkomstig van de selectie gebaseerd op de HF coïncidentie. Een cross-check van de multipliciteit afhankelijke efficiëntie met zero-bias events, welke per definitie volledig niet gebiased zijn (dus een pure random trigger op alle botsingen), toont een goede overeenkomst binnenin de statistische fouten tussen data en MC. Bij lage multipliciteiten is er een relatieve shift van de efficiëntie correctie factoren van  $^{+5\%}_{-7\%}$ , dalend tot  $\pm 1\%$  bij  $n \sim 20$  die de trigger efficiëntie gemeten in zero-bias data omhuld. Dit leidt tot een maximale systematische onzekerheid van 5%.

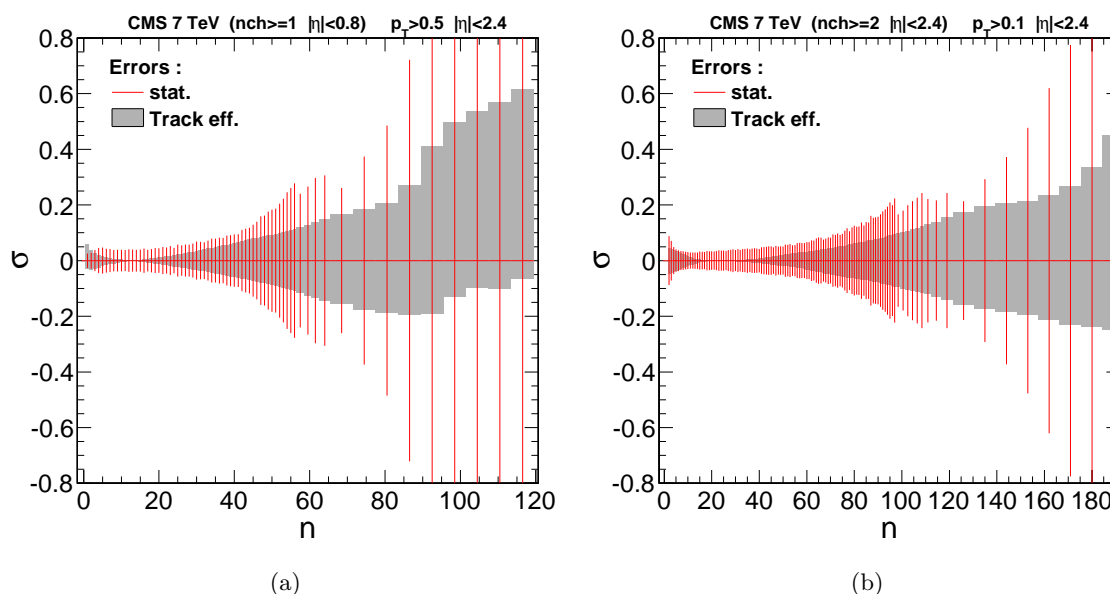
Voor de inelastische selectie kan ook een cross-check uitgevoerd worden met zero-bias events. Hieruit blijkt dat is de systematische onzekerheid veel kleiner is. Figuur 6.8 toont de systematische onzekerheid voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  selectie bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. De systematische onzekerheid ligt steeds onder 0,2% en is dus verwaarloosbaar.

### 6.6.2 Tracking efficiëntie en acceptantie

Een correcte beschrijving van de tracking efficiëntie in de Monte Carlo simulatie van de detector is van essentieel belang om een correcte responsmatrix te verkrijgen. Bij lage transversale momenta daalt de efficiëntie door een verlies van hits van de sporen die gestopt worden binnenin het tracking volume. Net als in [91] wordt er een 2% onzekerheid toegekend aan deze efficiëntie. De overgebleven contaminatie is hoofdzakelijk afkomstig van secundaire sporen welke afkomstig zijn van interacties met het materiaal van de LHC bundelpijp rondom het interactiepunt. Dit effect wordt in [91] geschat op 1% en wordt bevestigd door [111]. Deze onzekerheden, tezamen met de kleine bijdragen van slechte uitlijning van de tracking detector, beam-halo achtergrond, dubbel tellen van sporen en de foute reconstructie van sporen worden in kwadratuur opgeteld. Op deze manier wordt er een totale tracking onzekerheid bekomen

| Bron                             | Tracking onzekerheid (%) |
|----------------------------------|--------------------------|
| Tracking efficiëntie             | 2,0                      |
| Acceptantie                      | 1,0                      |
| Pixel hit efficiëntie            | 0,3                      |
| Pixel cluster splitting          | 0,2                      |
| Correctie voor secundaire sporen | 1,0                      |
| Slechte uitlijning               | 0,1                      |
| Beam-halo                        | 0,1                      |
| Dubbel tellen van sporen         | 0,1                      |
| Fout gereconstrueerde sporen     | 0,5                      |
| Totaal                           | 2,5                      |

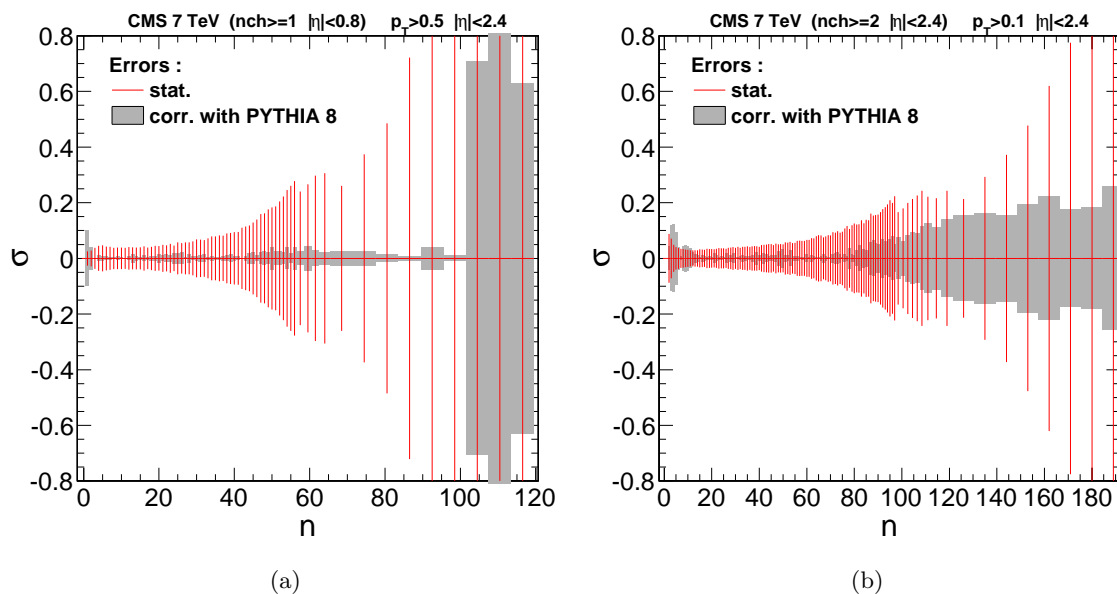
**Tabel 6.3:** Samenvatting van de systematische onzekerheid van de spoor reconstructie [110]



**Figuur 6.9:** Systematische fout op de track efficiëntie en de acceptantie in (a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  en in (b) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

van 2,53%. Alle correctiefactoren gerelateerd aan de spoor reconstructie zijn samengevat in tabel 6.3.

Zoals al in sectie 6.1 vermeld is, is de contaminatie van  $V^0$  vervallen na het associëren van sporen met de primaire vertex klein (0,2%) en al vervat in de systematische onzekerheid van de secundaire sporen. Het verschil in reconstructie efficiëntie voor geladen kaonen en pionen heeft ook een te verwarlozen impact op de gemeten multipliciteitsverdeling. Als laatste is bij  $acc_1$  en  $acc_5$  de onzekerheid op de extrapolatie van  $p_{\perp} = 100$  MeV/c naar nul 1% (zie sectie 6.4.3). Om deze systematische onzekerheid te testen wordt het aantal sporen verhoogd of verlaagd met 2,53% voordat de efficiëntie correctie en de ontvouwing uitgevoerd zijn. Dit resulteert in de systematische onzekerheid weergegeven in figuur 6.9(a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  selectie en in (b) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In beide figuren is de systematische onzekerheid kleiner dan 5% voor multipliciteiten kleiner dan 40. Na dit punt is de onzekerheid afhankelijk van de selectie en zal deze alleen maar toenemen.



**Figuur 6.10:** Systematische fout op de model afhankelijkheid in (a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  en in (b) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Als vergelijkend MC model wordt gebruik gemaakt van PYTHIA 8.

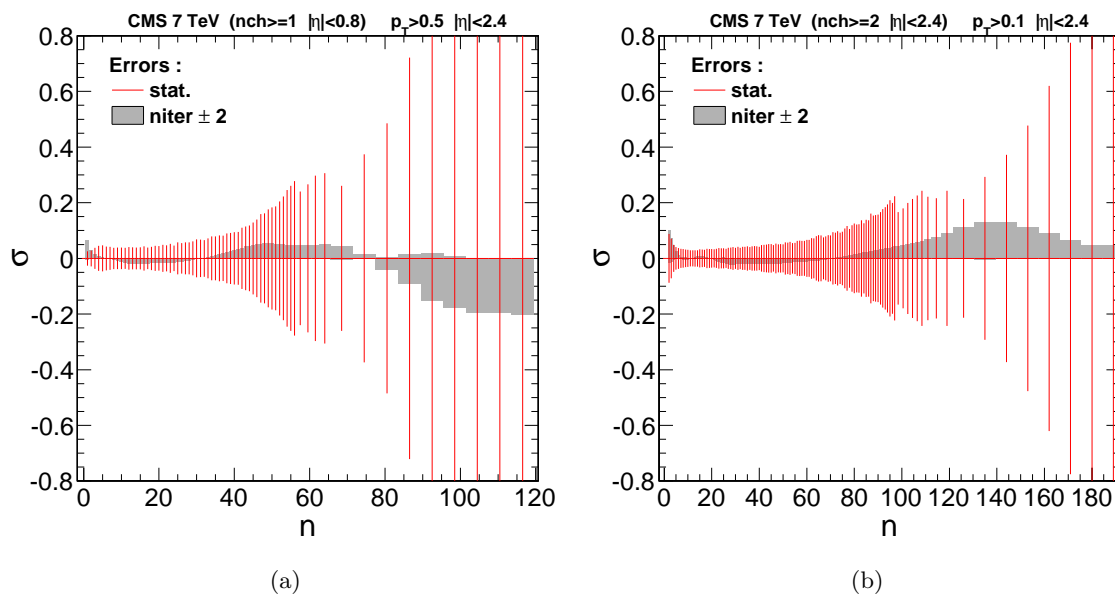
### 6.6.3 Model afhankelijkheid

Het basis Monte Carlo model, PYTHIA ATLAS tune, dat gebruikt wordt om de multipliciteitsdistributie te ontvouwen beschrijft de genomen data niet perfect. Dit heeft zijn gevolgen voor de responsmatrix die gebruikt wordt in de ontvouwingsprocedure. Om deze onzekerheid in kaart te brengen wordt de data ook ontvouwen met een tweede MC model, PYTHIA 8.

De zo verkregen systematische onzekerheid wordt weergegeven in figuur 6.10(a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  selectie en in (b) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. De gevonden onzekerheid bedraagt 3% voor  $20 < n < 80$ .

### 6.6.4 Iteraties ontvouwingsprocedure

Het aantal iteraties dat gebruikt wordt voor de iteratieve ontvouwingsprocedure wordt manueel vastgelegd aan de hand van de evolutie van de  $\chi^2$  na elke iteratie. Dit aantal verschilt dan ook voor de verschillende data selecties. Om de onzekerheid over deze manuele methode te bepalen, wordt het aantal iteraties met twee verhoogd of verlaagd. Deze systematische onzekerheid is afgebeeld in figuur 6.11(a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  selectie en in (b) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. De systematische onzekerheid ten gevolge van deze wijziging ligt onder de 5% voor  $5 < n < 80$ . Het aantal iteraties zal automatisch de statistische onzekerheid beïnvloeden en wordt bijgevolg niet als extra systematische onzekerheid beschouwd.



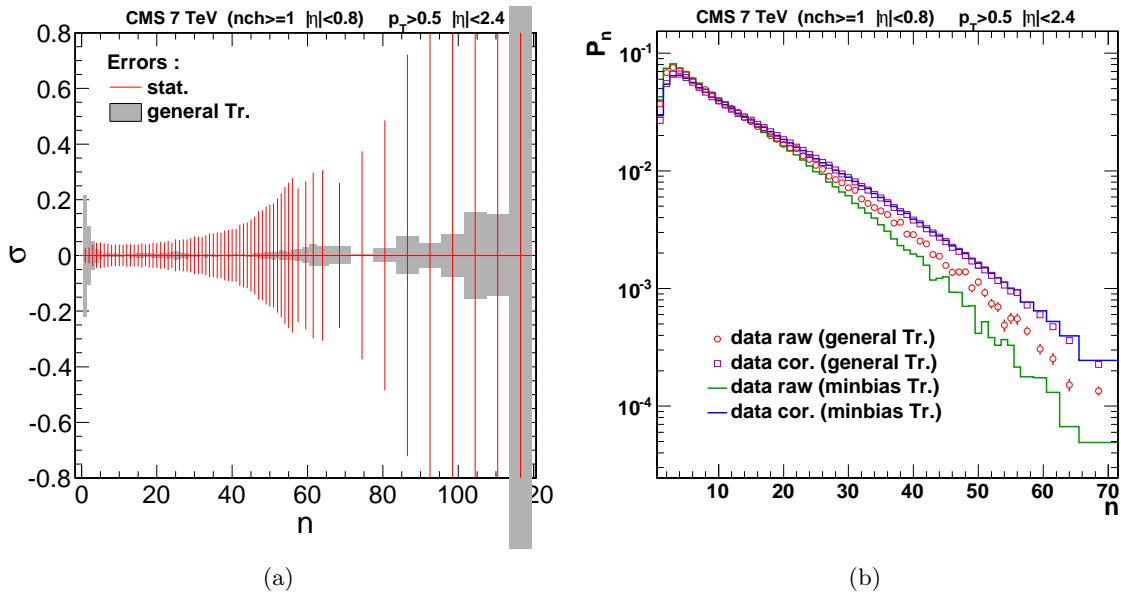
**Figuur 6.11:** Systematische fout op het aantal iteraties van de ontvouwingsprocedure in (a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  en in (b) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

### 6.6.5 Gebruik tracking algoritme

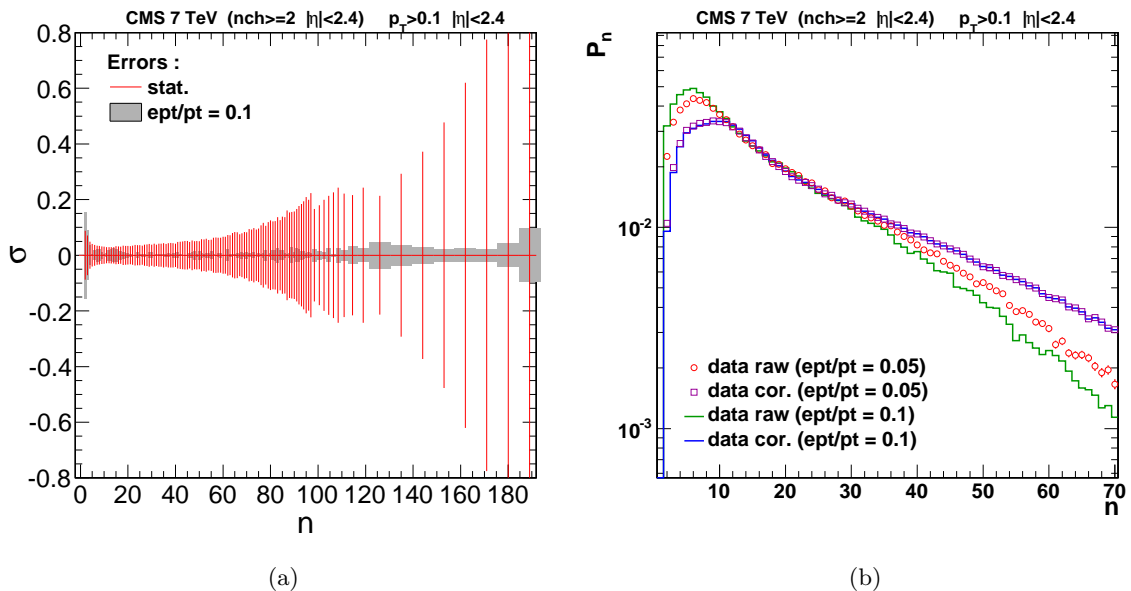
Om de tracks te reconstrueren kan zowel het *genTr* als het *minbiasTr* algoritme gebruikt worden (zie sectie 6.1). Hierbij is *minbiasTr* een uitbreiding op de standaard CMS tracking en wordt deze uitbreiding als standaard gebruikt in deze analyse. Deze systematische onzekerheid wordt enkel berekend voor de sporen selecties  $acc_2$  en  $acc_3$ , vermits het *genTr* algoritme niet efficiënt genoeg is voor lage  $p_\perp$  sporen. De systematische onzekerheid op het gebruik van deze tracking is weergegeven in figuur 6.12(a) voor de inelastische MBUEWG  $acc_0$  selectie bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. De systematische onzekerheid is kleiner dan 6% voor  $8 < n < 80$ . De gevolgen in de multipliciteitsdistributie van de wijziging van het tracking algoritme zijn logaritmisch weergegeven in figuur 6.12(b). Het is zichtbaar dat de ruwe distributies sterk verschillen ten gevolge van deze wijziging. De *minbiasTr* levert minder events op met een hoge multipliciteit. Na alle correcties leveren beide algoritmen toch bijna exact dezelfde distributie op, wat ook weergegeven wordt door de lage systematische onzekerheid. Het betekent dat de ontvouwing goed werkt en dat deze algoritme wijziging het resultaat maar zeer weinig beïnvloedt.

### 6.6.6 Gebruik onzekerheid bij spoor selectie

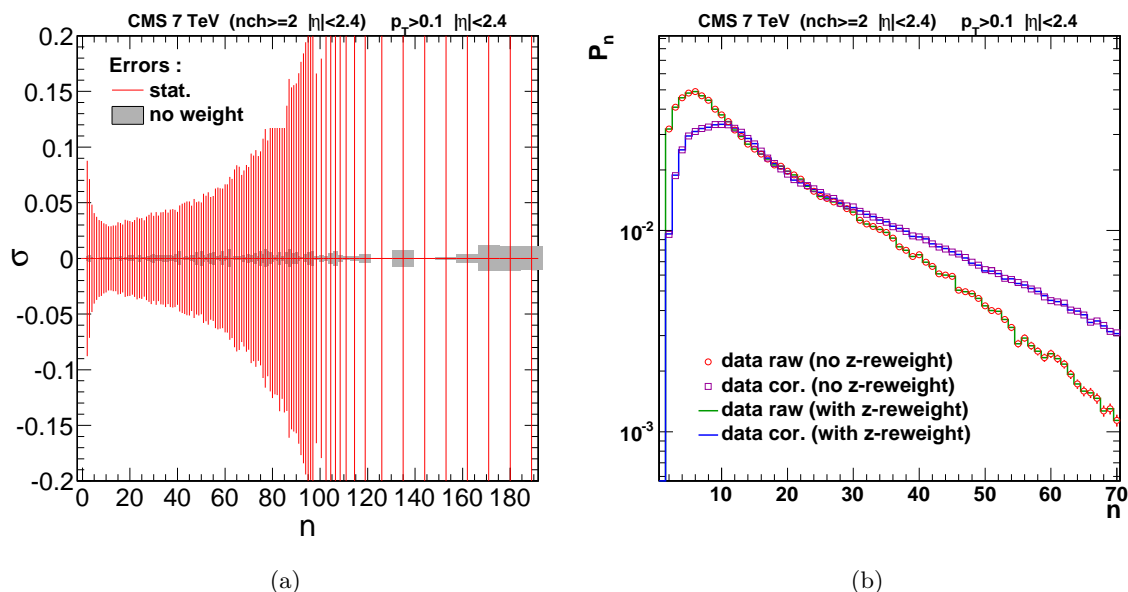
Bij de sporen selectie, zie sectie 6.1, worden er enkel sporen geselecteerd waarvan de relatieve onzekerheid op hun gemeten transversaal momentum kleiner is dan 5%. Deze restrictie vindt plaats om lage-kwaliteit en slecht gereconstrueerde sporen te verwijderen. Als stabiliteitscontrole kan deze parameter veranderd worden naar 10%. Deze systematische onzekerheid is weergegeven in figuur 6.13(a) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  selectie bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV en blijft onder de 2% voor  $20 < n < 80$ . De multipliciteitsdistributie is weergegeven in figuur 6.13(b). Ondanks de ruwe distributies verschillend zijn, wat duidelijk af te leiden valt van de logaritmische plot, zijn de gecorrigeerde distributies gelijk. Dit wijst opnieuw op een zeer goede ontvouwing en op een zeer goede stabiliteit.



**Figuur 6.12:** (a) systematische fout op het gebruik van het minbiasTr algoritme voor de inelastische MBUEWG  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Ter vergelijking wordt er gebruik gemaakt van het genTr algoritme om tracks te reconstrueren. (b) multipliciteitsverdeling van beide algoritmes weergegeven in een logaritmische schaal.



**Figuur 6.13:** (a) systematische fout op de cutoff waarde van de maximale onzekerheid bij de spoor selectie voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Ter vergelijking wordt er gebruik gemaakt van de maximale waarde van 10% in plaats van 5%. (b) toont logaritmisch de bijhorende verandering in de multipliciteitsverdeling.



**Figuur 6.14:** (a) systematische fout op het gebruik van  $z$  herweging voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Ter vergelijking wordt er geen herweging uitgevoerd. (b) toont de verandering in multipliciteitsdistributie ten gevolge van de  $z$  herweging.

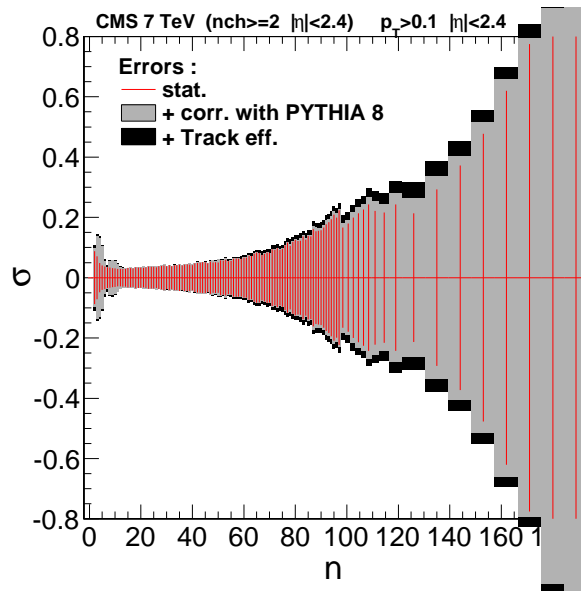
### 6.6.7 Gebruik $z$ herweging

Ook de systematische onzekerheid op het herwegen van de  $z$  coördinaat van de vertex kan bestudeerd worden. Hiervoor wordt er vergeleken met de finale distributie als er geen herweging zou plaatsvinden. Het resultaat hiervan is weergegeven in figuur 6.14(a) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  selectie bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Deze onzekerheid is steeds kleiner dan 2%, ter uitzondering van de hoge multipliciteits bins, welke te weinig data bevatten. De gevolgen voor de multipliciteitsverdeling zijn logaritmic weergegeven in figuur 6.14(b). Zowel voor de ruwe als voor de gecorrigeerde multipliciteitsdistributies maakt deze wijziging amper verschil.

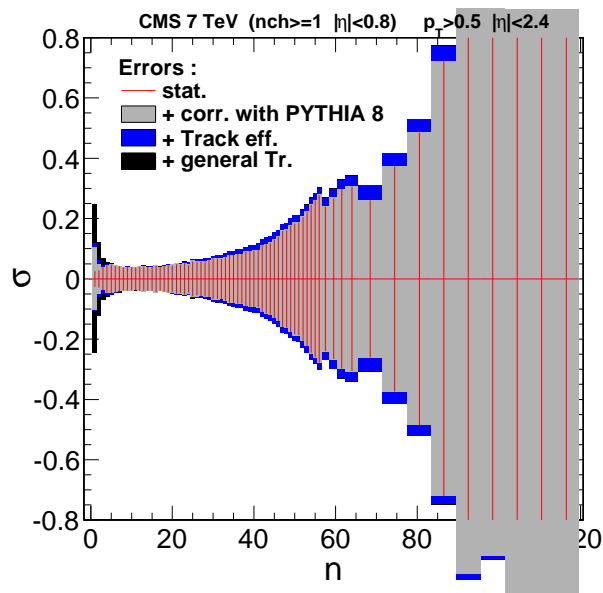
### 6.6.8 Totale systematische onzekerheid

Alle systematische onzekerheden zijn berekend in elke multipliciteits bin voor zowel stijgende als dalende effecten (waar mogelijk) op de multipliciteitsdistributie. Niet alle onzekerheden zijn opgenomen in de totale onzekerheid. Enkel de model afhankelijkheid, de track efficiëntie en het gebruikte tracking algoritme<sup>5</sup> zijn opgenomen in de totale onzekerheid. Hierna zijn ze in kwadratuur opgeteld om een totale systematische onzekerheid te verkrijgen. De totale onzekerheid op  $P_n$  blijft onder 10% voor een groot bereik van de multipliciteitsdistributie voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV, maar stijgt voor de lage en de hoge multipliciteiten. Voor de inelastische MBUEWG met sporen selectie  $acc_2$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV stijgt de totale systematische onzekerheid sneller bij hogere multipliciteiten. Dit is weergegeven in figuur 6.15(a) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  en in (b) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

<sup>5</sup>Enkel bij  $acc_2$  en  $acc_3$ , zie sectie 6.6.5.



(a)



(b)

**Figuur 6.15:** Totale Systematische fout: (a) voor de inelastische ATLAS2  $acc_0$  en (b) voor de inelastische MBUEWG  $acc_2$  bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

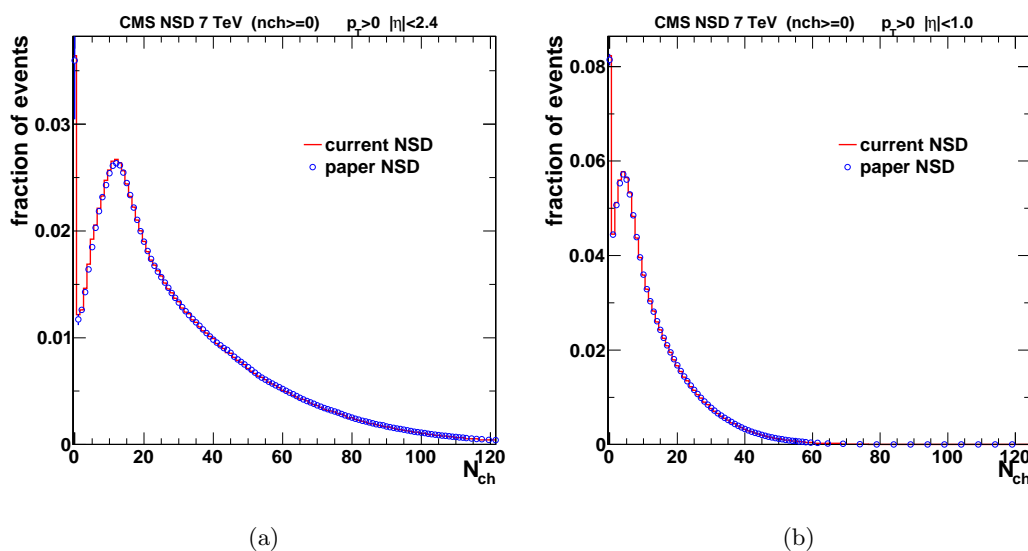
# Hoofdstuk 7

## Resultaten

### 7.1 Vergelijking NSD paper

Om te controleren of al de verschillende stappen van de analyse juist geprogrammeerd zijn, kan de analyse bij 7 TeV vergeleken worden met een recente paper [110] van de UA EDF groep die de eerste NSD data van het CMS experiment aan de LHC analyseerde. De volledig gebruikte selectiemethode is namelijk exact hetzelfde voor de nocut NSD selectie bij  $acc_1$  en  $acc_5$ . De vergelijking is weergegeven in figuur 7.1. In de figuur zijn de onzekerheden van de paper NSD curve zo klein dat ze amper zichtbaar zijn. De verschillen tussen de paper en het huidige resultaat zijn zeer klein en te wijten aan een verschil in het NSD sample. De gepubliceerde gegevens betroffen namelijk een twee keer zo grote dataset. De goede overeenkomst wijst erop dat de gehele analyse goed geïmplementeerd is.

Ter verduidelijking wordt nog vermeld hoe de  $N_{ch} = 0$  bin bekomen wordt. Zoals eerder vermeld wordt er getriggerd met behulp van scintillatoren. Deze bevinden zich op een pseu-



**Figuur 7.1:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met de NSD paper [110] voor 7 TeV. In (a) voor de nocut  $acc_1$  selectie en in (b) voor nocut  $acc_5$ .

dorapiditeit die groter is dan het pseudorapiditeitsbereik van de selectie. Events worden getriggerd als er deeltjes aanwezig zijn in deze scintillatoren. Er worden dus botsingen geselecteerd waarbij geen enkel geladen deeltje in de acceptantie van de sporenkamer valt. Als er enkel deeltjes zijn bij een event buiten het pseudorapiditeitsbereik van de selectie, valt dit event onder de  $N_{\text{ch}} = 0$  bin. In figuur 7.1(b) ligt deze bin dan ook hoger dan in (b), vermits hier het pseudorapiditeitsinterval van de selectie kleiner is.

## 7.2 Test Negatief-Binomiale Distributie

Zoals besproken in sectie 4.6, volgt de multipliciteitsverdeling bij hoge energieën een som van twee negatieve binomiale distributies. Dit kan ook gecontroleerd worden voor de eerste 7 TeV data van de LHC. Een fit van de multipliciteitsverdeling van de nocut selectie met  $\text{acc}_0$  voor 7 TeV is weergegeven in figuur 7.2. Hiervoor wordt er gebruik gemaakt van de formule

$$P_n^{(k_1, k_2)} = \alpha \left( \frac{\Gamma(n + k_1)}{\Gamma(n + 1)\Gamma(k_1)} \frac{(\mu_1/k_1)^n}{(1 + \mu_1/k_1)^{n+k_1}} \right) + \frac{\Gamma(n + k_2)}{\Gamma(n + 1)\Gamma(k_2)} \frac{(\mu_2/k_2)^n}{(1 + \mu_2/k_2)^{n+k_2}} \quad (7.1)$$

met  $\alpha$  een coëfficiënt,  $\mu_1, \mu_2$  de gemiddelden en  $k_1, k_2$  de afwijkingen van de Poisson breedte van de twee NBD's. De resultaten van de fit zijn weergegeven in tabel 7.1. De fit gaat gepaard met  $\chi^2/\text{n dof} = 0,44$ . De multipliciteitsdistributie wordt dus zeer goed beschreven door deze dubbele NBD verdeling.

Dit wijst op twee zaken:

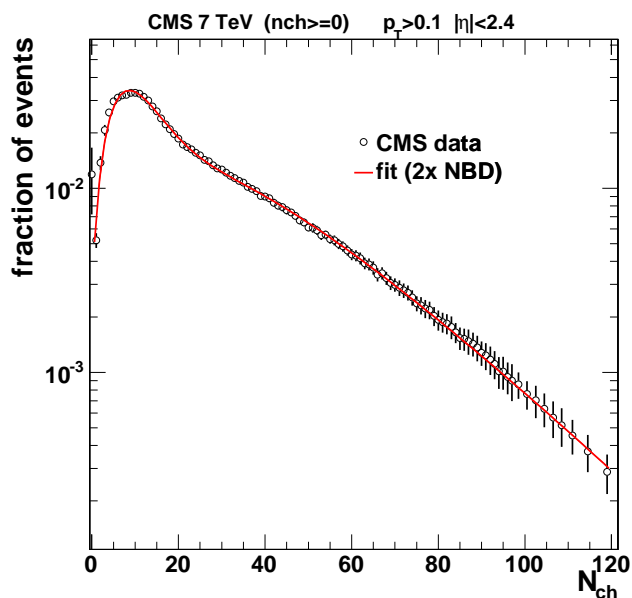
- De aanwezigheid van sterke correlaties in de productie van deeltjes. (Bij toeval ongecorreleerde deeltjesproductie verwachten we een Poisson verdeling.)
- De noodzaak van een tweede NBD verdeling wijst op de aanwezigheid van meerdere parton-parton interacties of in het raamwerk van het Dual Parton model op de uitwisseling van meerdere ketens tussen de botsende protonen.

| Parameter | Waarde                | Fout                |
|-----------|-----------------------|---------------------|
| $\alpha$  | $33,9 \cdot 10^{-2}$  | $2,2 \cdot 10^{-1}$ |
| $\mu_1$   | $108,0 \cdot 10^{-1}$ | $1,9 \cdot 10^{-1}$ |
| $k_1$     | $43,4 \cdot 10^{-1}$  | $2,8 \cdot 10^{-1}$ |
| $\mu_2$   | $363,2 \cdot 10^{-1}$ | $7,5 \cdot 10^{-1}$ |
| $k_2$     | $22,6 \cdot 10^{-1}$  | $1,2 \cdot 10^{-1}$ |

**Tabel 7.1:** Resultaten van de dubbele NBD fit.

## 7.3 Vergelijking met theoretische modellen

Een volgende noodzakelijke stap is het vergelijken van de resultaten met de verschillende theoretische modellen die momenteel ontwikkeld en beschikbaar zijn. Vermits in deze analyse de eerste LHC data is gebruikt, moeten de MC modellen nog aangepast worden aan deze data. In figuur 7.3 wordt het gevonden resultaat voor de nocut  $\text{acc}_0$  selectie bij zowel 0,9 als 7 TeV vergeleken met verschillende theorie modellen. Voor deze vergelijking zullen enkel de statistische onzekerheden getoond worden. In deze figuur is het resultaat verder zowel



**Figuur 7.2:** Fit van de multipliciteitsdistributie met een som van negatief-bionomiale distributies voor 7 TeV. De vergelijking vindt plaats voor de selectie  $nocut\ acc_0$ .

in gewone als in logaritmische schaal weergegeven. Een van de allernieuwste modellen is de PYTHIA 4C tune [112], welke getuned is aan de eerste LHC data.

Zoals te zien is in deze figuur beschrijft geen enkel MC model de data perfect. Ofwel is de beschrijving niet correct voor de lage multipliciteiten ofwel is deze niet correct voor de hoge multipliciteiten. Van alle gecontroleerde MC modellen beschrijft PYTHIA 8 4C de data het beste, vermits de tune bij zowel 0,9 als bij 7 TeV de hoge multipliciteiten goed beschrijft en bij de lage multipliciteiten relatief gezien nog een van de betere resultaten oplevert.

Met behulp van deze nieuw bekomen multipliciteitsverdeling, kan men de bestaande modellen proberen aan te passen, totdat ze de data beter en, uiteindelijk als ultieme doel, volledig beschrijven. Op deze manier probeert men stap voor stap de verschillende stappen van elke hadron-hadron interactie beter en beter te beschrijven.

## 7.4 Vergelijking met andere experimenten

Naast het vergelijken van de data met de theoretische modellen is het ook nuttig om de resultaten te toetsen aan de andere experimenten van de LHC. Deze vergelijking kan dienen als een cross-check, vermits alle detectoren anders opgebouwd zijn, waardoor de resultaten van deze experimenten als een onafhankelijke meting gezien kunnen worden. Momenteel zijn er al resultaten gepubliceerd door ALICE bij 7 TeV en door ATLAS bij zowel 0,9 TeV als 7 TeV.

Met het ALICE experiment kan er vergeleken worden bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV door gebruik te maken van de  $acc_4$  ALICE selectie. Dit is weergegeven in figuur 7.4. In deze figuur zijn steeds de totale onzekerheden weergegeven, dus de statische plus de systematische. De figuur toont een zeer goede overeenkomst, buiten een kleine afwijking voor de lagere multipliciteiten. Hier zijn namelijk vier bins, waarbij de onzekerheden amper de afwijking van de punten omvatten.

De verwerkte CMS data ligt namelijk systematisch hoger dan de ALICE data voor de lage multipliciteiten. Als gevolg van normalisatie, om deze vergelijking mogelijk te maken, liggen de punten van CMS bij de hoge multipliciteiten dan ook iets lager dan deze van ALICE.

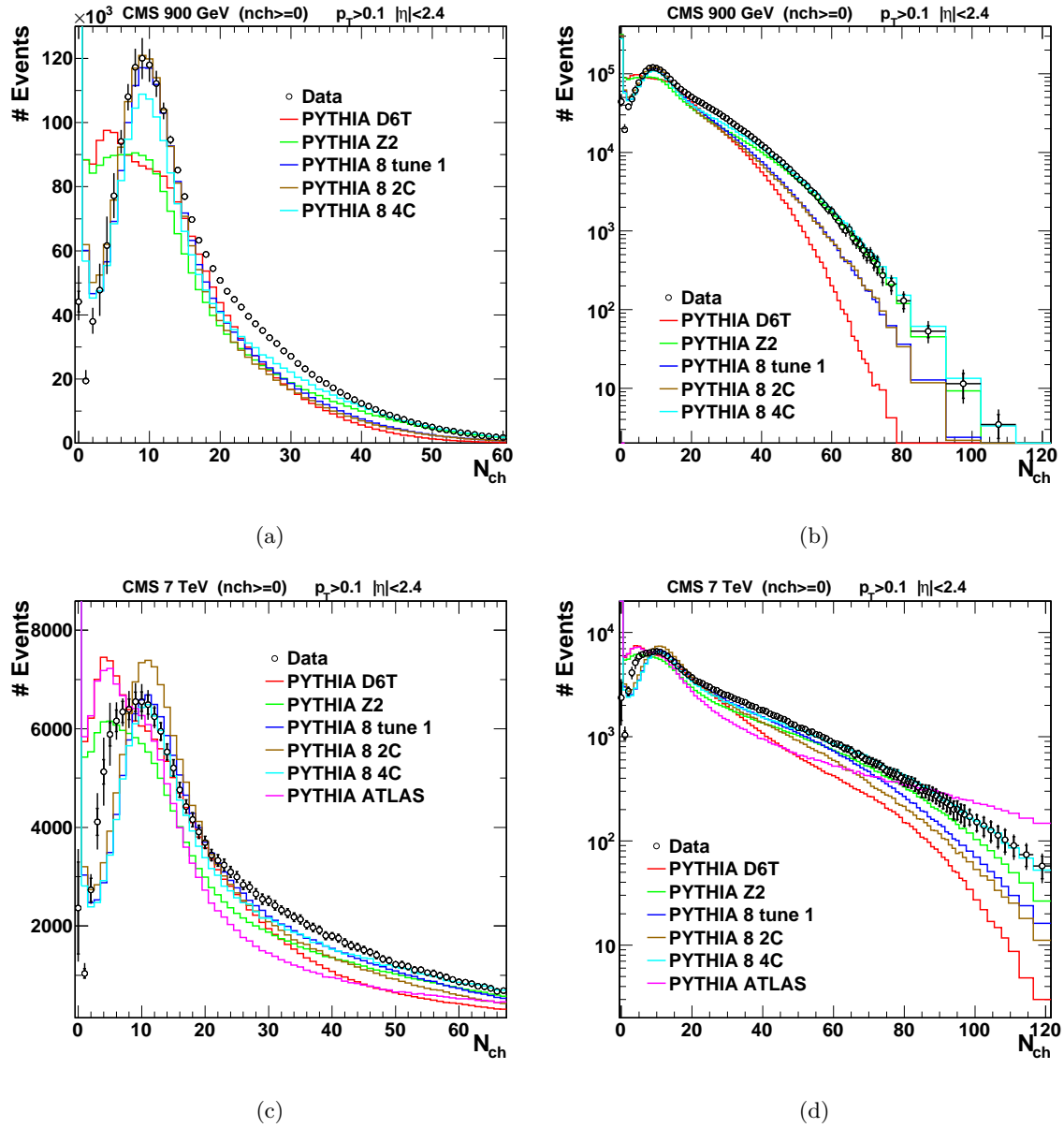
De vergelijking met het ATLAS experiment bij 7 TeV gebeurt bij drie verschillende selecties: ATLAS1  $acc_2$ , ATLAS2  $acc_0$  en ATLAS6  $acc_2$ . Deze vergelijkingen zijn weergegeven in respectievelijk figuren 7.5, 7.6 en 7.7. Ook hier komen de gevonden CMS resultaten overeen met het ATLAS experiment. Bij lage multipliciteiten ligt de gevonden CMS data wel weer systematisch boven de ATLAS data, maar deze afwijking valt net binnen de onzekerheden.

Als laatste kan de 0,9 TeV data vergeleken worden met het ATLAS experiment. Deze vergelijking is weergegeven in figuur 7.8 voor de  $acc_2$  ATLAS1 selectie en in figuur 7.9 voor de  $acc_2$  ATLAS6 selectie. Ook hier ligt de CMS data weer systematisch hoger dan de ATLAS data en is er ook 1 punt, bij de vergelijking van de ATLAS1 selectie, waarbij CMS te laag zit.

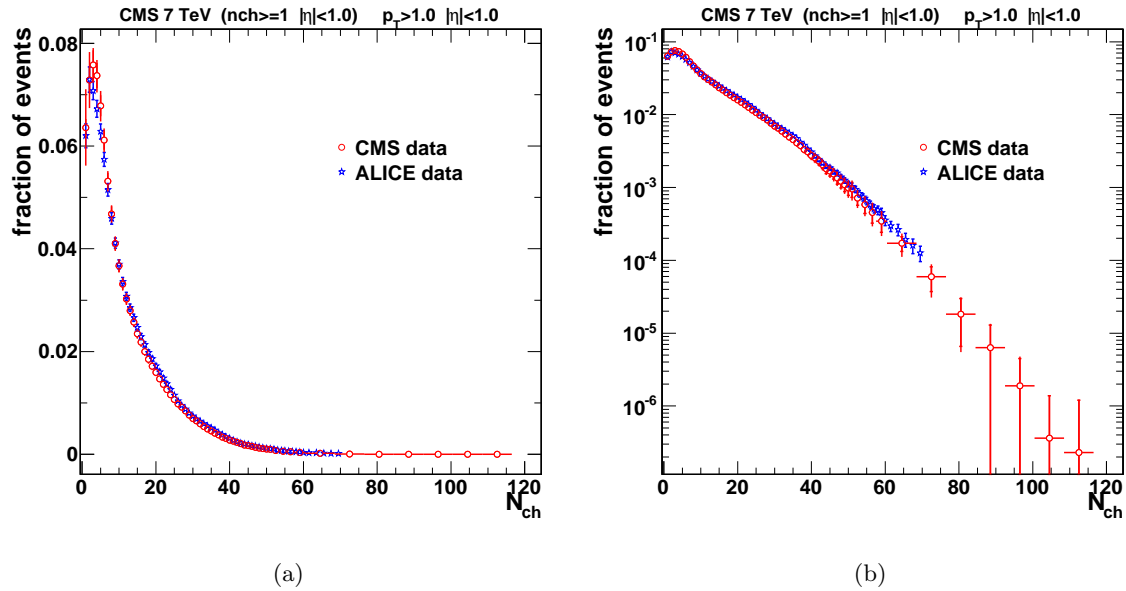
In het algemeen kunnen we afleiden dat CMS meer botsingen met lage multipliciteit meet dan haar collega experimenten ATLAS en ALICE.

De verschillen kunnen te wijten zijn aan:

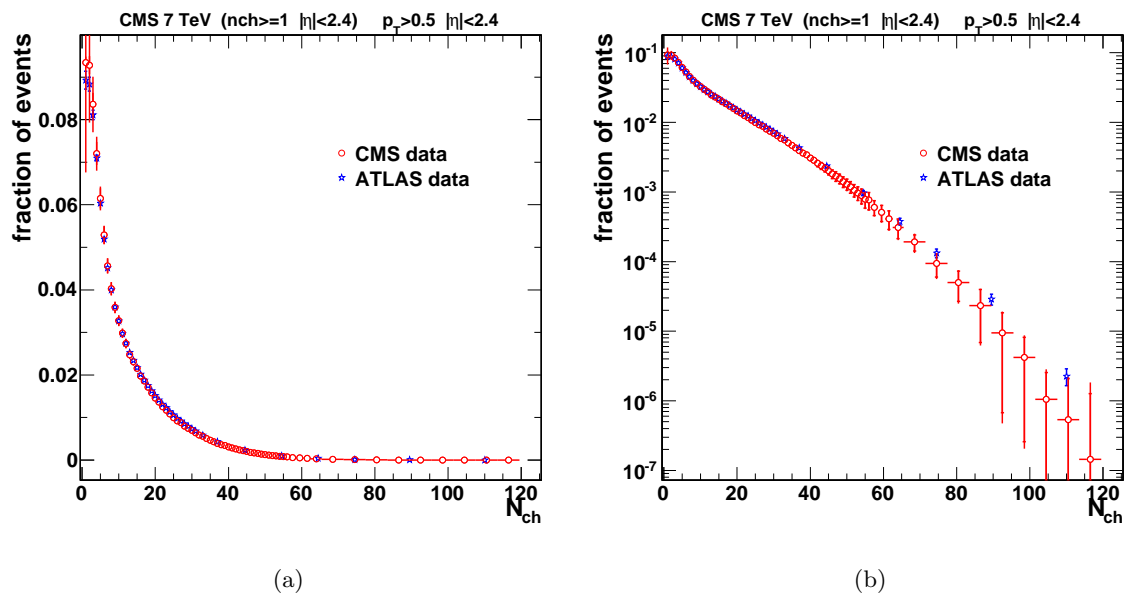
- **selectie en trigger** CMS detecteert meer lage multipliciteitsbotsingen dan de andere experimenten, omdat haar acceptantie voor diffractieve botsingen groter is.
- **instrumentatie** De sporenkamer van CMS verschilt in technologie en opbouw van de andere experimenten.
- **correctieprocedure** De experimenten gebruiken correctieprocedures die van elkaar verschillen. Vermits de systematische onzekerheden van elk experiment deze effecten zo goed mogelijk proberen in te schatten, zijn de verschillen grotendeels vervat in de systematische onzekerheden. Het beste resultaat kan bekomen worden door de resultaten van de drie onafhankelijke experimenten te combineren, hetgeen mogelijk werd gemaakt door het corrigeren voor alle experimentele artifacten.



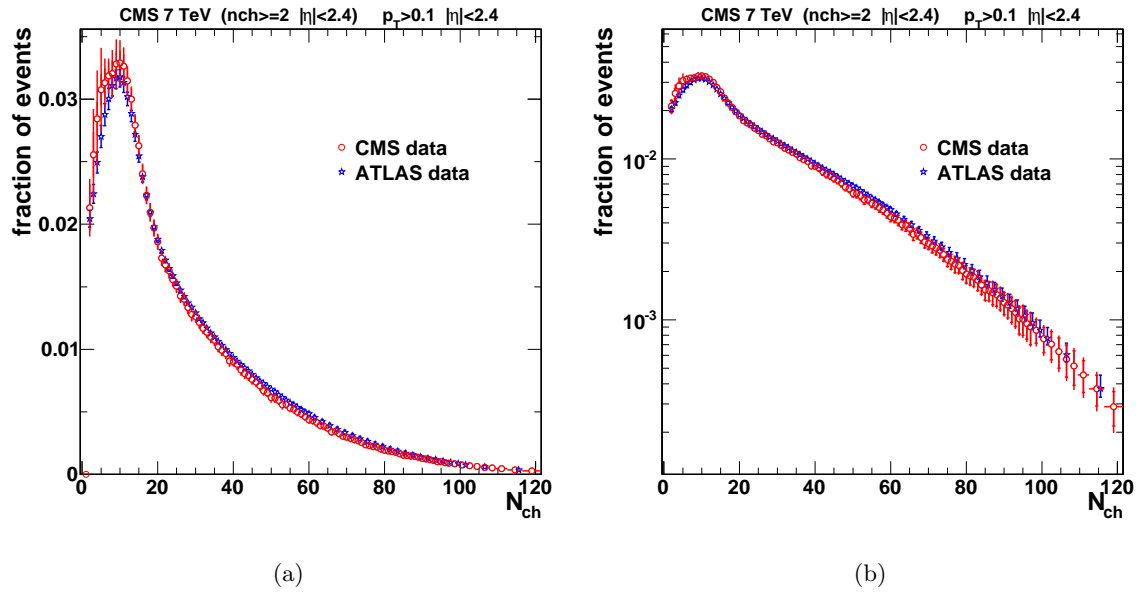
**Figuur 7.3:** (a)(b) Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met verschillende theorie modellen voor 0,9 TeV en in (c)(d) voor 7 TeV . De vergelijking vindt plaats voor de no-cut  $acc_0$  selectie.



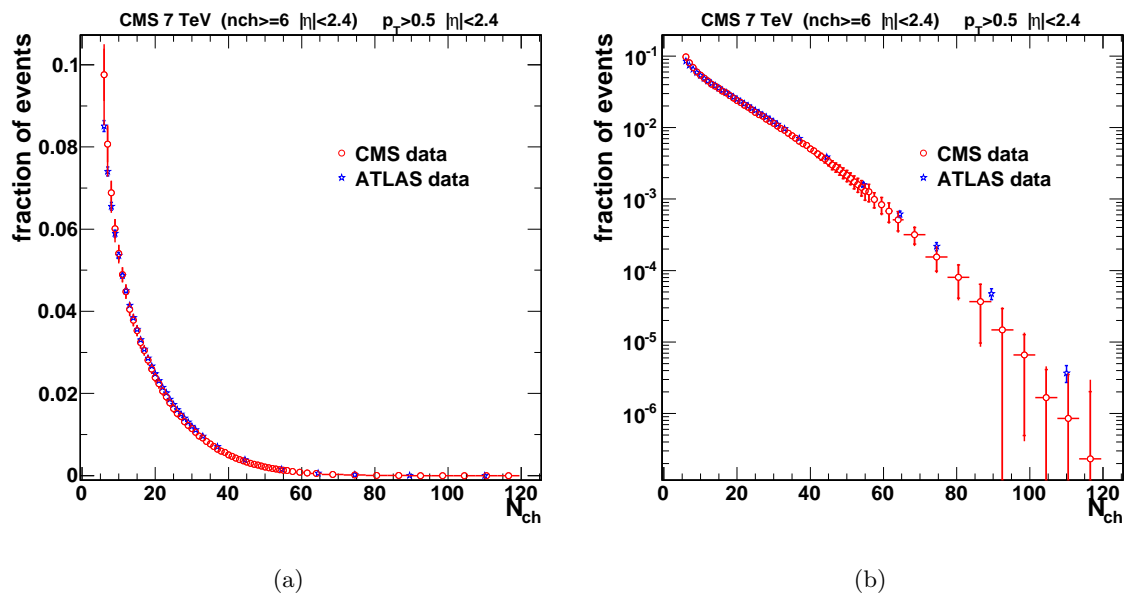
**Figuur 7.4:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met het ALICE experiment voor de  $acc_4$  ALICE selectie bij 7 TeV in (a) en logaritmisch in (b).



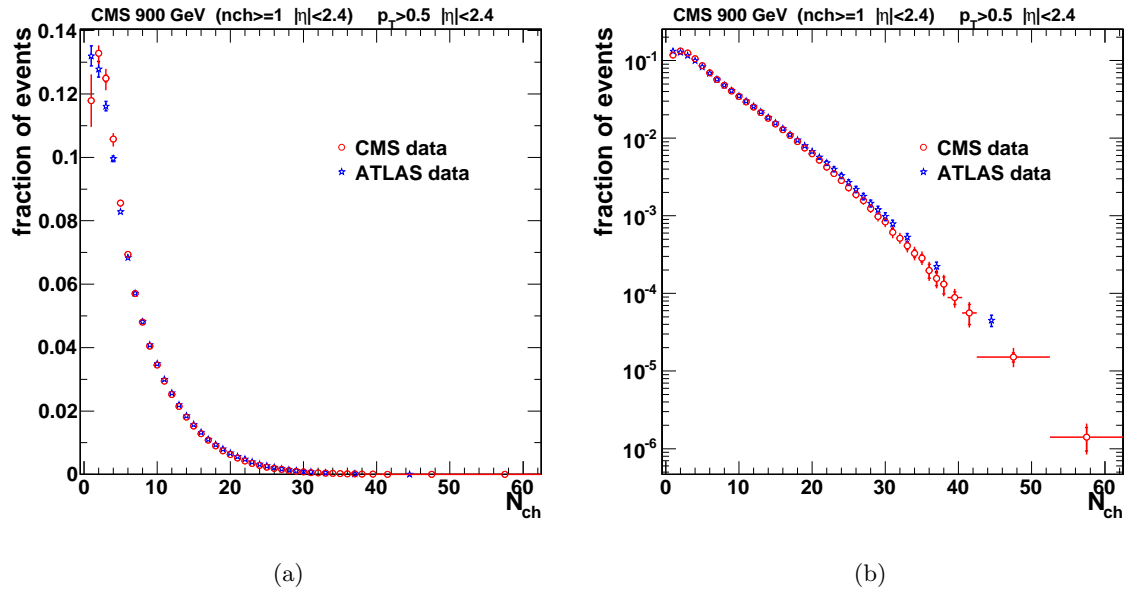
**Figuur 7.5:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met het ATLAS experiment voor de  $acc_0$  ATLAS1 selectie bij 7 TeV in (a) en logaritmisch in (b).



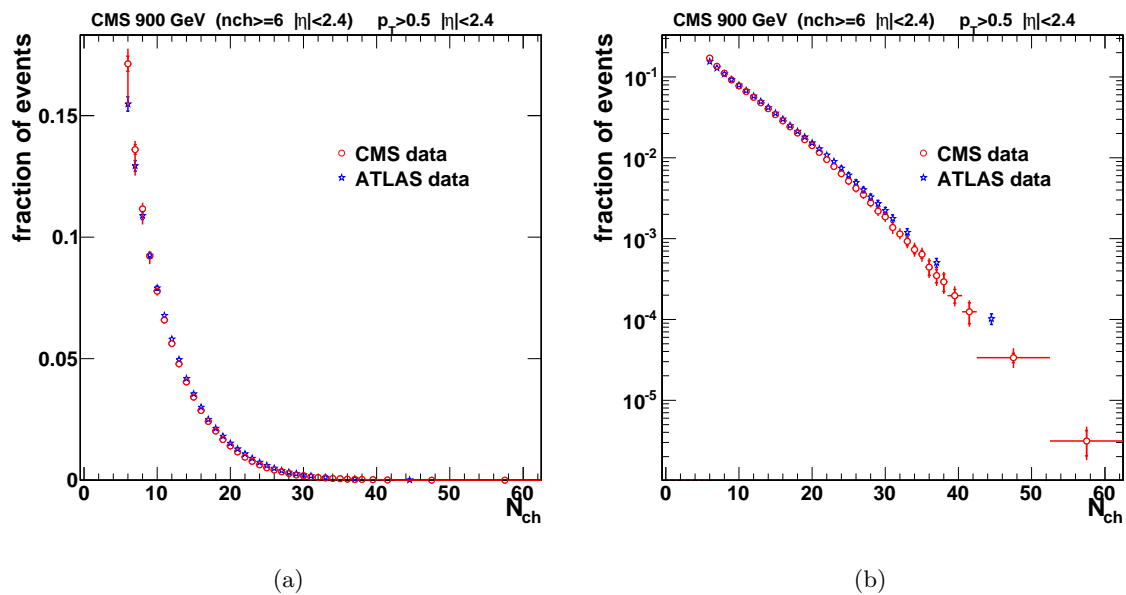
**Figuur 7.6:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met het ATLAS experiment voor de acc<sub>0</sub> ATLAS2 selectie bij 7 TeV in (a) en logaritmisch in (b).



**Figuur 7.7:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met het ATLAS experiment voor de acc<sub>2</sub> ATLAS6 selectie bij 7 TeV in (a) en logaritmisch in (b).



**Figuur 7.8:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met het ATLAS experiment voor de  $acc_2$  ATLAS1 selectie bij 0,9 TeV in (a) en logaritmisch in (b).



**Figuur 7.9:** Vergelijking van de multipliciteitsdistributie met het ATLAS experiment voor de  $acc_2$  ATLAS6 selectie bij 0,9 TeV in (a) en logaritmisch in (b).

## Hoofdstuk 8

# Besluit

De theorie rond de geladen deeltjes multiplicititeit bij hoge energieën staat nog steeds niet op punt. De beschrijving van de verschillende stappen van de hadron-hadron botsingen moet verbeterd worden, vermits er nog steeds onderdelen zijn die niet volledig begrepen zijn. Vooral het concept van multiple parton interacties is onderwerp van dit debat.

Om deze verbetering mogelijk te maken werd de geladen deeltjes multiplicititeit van inelastische en niet-enkelvoudige-diffractieve events gemeten. Hiervoor werd er een beroep gedaan op de minimum-bias data verzameld door het CMS experiment aan de LHC bij een massamiddelpuntsenergie van  $\sqrt{s} = 0,9$  en  $7$  TeV. De uitstekende tracking mogelijkheden van de silicium pixel en strip detectoren van CMS, gecombineerd met een geoptimaliseerde spoor en vertex zoeker, laten toe om geladen sporen te reconstrueren tot bij  $p_{\perp} = 100$  MeV/c met een hoge efficiëntie en een lage achtergrond contaminatie. Dit maakt het mogelijk om een volledig gecorrigeerde meting van de geladen deeltjes multiplicititeit uit te voeren voor een maximaal pseudorapiditeitsbereik van  $|\eta| < 2,4$ . Deze verdelingen kunnen vergeleken worden met modellen voor zachte deeltjes productie en met experimentele data van andere experimenten.

Alhoewel sommige event generatoren een goede beschrijving bevatten van de Tevatron en de LEP data, is geen enkele generator in staat om de multiplicitéitsdistributie goed te beschrijven bij  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In het algemeen voorspellen de MC modellen te weinig lage-momentum deeltjes, wat betekent dat er teveel harde verstrooiingen in een event geïntroduceerd worden bij de stijging van het aantal multiple parton interacties.

Hiernaast werden er in deze analyse vele verschillende selecties behandeld om een maximale opportuniteit te bieden om de multiplicitéitsdistributies te kunnen vergelijken met voorgaande en toekomstige gelijkaardige analyses. De gevonden resultaten voor de niet-enkelvoudige-diffractieve events komen perfect overeen met een voorgaand gepubliceerde CMS analyse. [110] Dit bewijst de correctheid van de methoden en de procedure die hier gehanteerd werden. Hiernaast werden de resultaten vergeleken met zowel het ALICE als het ATLAS experiment. De gevonden resultaten vielen steeds binnen de statistische en systematische onzekerheden, hoewel er een kleine systematische afwijking te zien is. Er werden namelijk steeds meer lage multiplicitéits events waargenomen dan bij de andere twee experimenten. De oorzaak hiervan dient verder onderzocht te worden.

Als laatste werd ook aangetoond dat de geladen deeltjes multiplicitéit beschreven kan worden door een som van twee negatief-binomiale distributies. Deze vorm wijst sterk op de aanwezig-

---

heid van meerdere parton-parton interacties, waarvan de modellering nog steeds vrij primitief is.

Er werden door deze studie meer experimentele gegevens vrijgegeven waarmee modellen voor multiple parton interacties kunnen worden vergeleken. De bedoeling is om hierdoor meer inzicht te verwerven in de mechanisme van hadron productie in zachte QCD interacties en om een goede beschrijving te bekomen van de zachte achtergrond die op alle *exotise* processen wordt gesuperponeerd die worden onderzocht bij de zoektocht naar nieuwe fysica bij de LHC.

# Bibliografie

- [1] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [2] A. Salam, Originally printed in *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm, 367-377 (1968).
- [3] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D 2, 1285 (1970).
- [4] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, *QCD and collider physics*, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 8, 1 (1996).
- [5] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particlees and gauge fields*, Phys. Lett. 12, 132 (1964).
- [6] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. 145, 1156 (1966).
- [7] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [8] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964).
- [9] Particle Data Group, C. Amsler et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B 667, 1 (2008).
- [10] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints*, Phys. Rept. 405, 279 (2005).
- [11] S. Catani, *Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC*, Proc. of the Workshop Physics at TeV Colliders, Les Houches, (2000).
- [12] G. Sterman et al., *Handbook of perturbative QCD*, Reviews of Modern Physics, Vol. 67, 1 (1995).
- [13] S. Weinberg, *The Search for Unity: Notes for a History of Quantum Field Theory*, Daedalus 106, 4, 17 (1977).
- [14] S. S. Schweber, *QED and the Men Who Made It*, Princeton University, Princeton, New Jersey (1994).
- [15] T. Regge, *Introduction to complex orbital momenta*, Nuovo Cimento 14, 951 (1959).

- [16] G. Veneziano, *Construction of a crossing-symmetric, Regge-behaved amplitude for linearly rising trajectories*, Nuovo Cimento A 57, 190 (1968).
- [17] V. N. Gribov, *A Reggeon Diagram Technique*, Sov. Phys. JETP 26, 414 (1968).
- [18] Y. Nambu, *Symmetries and Quark Models*, Proc. Intern. Conf., Wayne State Uni., 269 (1970).
- [19] M. Gell-Mann en M. Lévy, *The axial vector current in beta decay*, Nuovo Cimento 16, 705 (1960).
- [20] S. Weinberg, *Lectures on Elementary Particles and Quantum Field Theory*, Brandeis University Summer Institute in Theoretical Physics, edited by S. Deser et al., Vol. 1, 283 (1970).
- [21] S. Weinberg, *Phenomenological Lagrangians*, Physica A 96, 327 (1979).
- [22] H. Leutwyler, *in Perspectives in the Standard Model*, Proc. of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, edited by Ellis et al., 97 (1992).
- [23] BABAR Collaboration, *Observation of a Narrow Meson Decaying to  $D_s \pi^0 \gamma$  at a Mass of  $2.458 \text{ GeV}/c^2$* , Phys. Rev. D 69, 031101 (2004).
- [24] E. D. Bloom et al., *High-Energy Inelastic  $e$ - $p$  Scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$* , Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969).
- [25] J. I. Friedman et al., *Deep Inelastic Electron Scattering*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 22, 203 (1972).
- [26] R. P. Feynman and H. W. Kendall, *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969).
- [27] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, Benjamin, Reading, Mass., (1972).
- [28] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and  $\gamma$ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, Phys. Rev. 185, 1775 (1969).
- [29] Han, M. Y. and Y. Nambu, *Three-Triplet Model with Double  $SU(3)$  Symmetry*, Phys. Rev. 139, B1006 (1965).
- [30] O. W. Greenberg, *Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, 598 (1964).
- [31] R. Feynman, *“Chapter 1”. QED: The Strange Theory of Light and Matter.*, Princeton University Press, p. 6, ISBN 978-0691125756 (1985).
- [32] V. Barger and R. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley, ISBN 0201149451 (1997).
- [33] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley and Sons, ISBN 0471887412 (1984).
- [34] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories.*, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973).

- 
- [35] H. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions.*, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).
- [36] D. Hanneke et al. *New measurement of the electron magnetic moment and the fine structure constant.*, Phys. Rev. Lett 100, 120801 (2008).
- [37] Fayyazuddin and Riazuddin, *A modern introduction to particle physics*, World Scientific, Singapore, ISBN 9810210728 (1992).
- [38] J. M. Campbell, J. W. Huston and W. J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*, Rept. Prog. Phys. 70, 89 (2007).
- [39] JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Experimental Study of Jets in electron-Positron Annihilation*, Phys. Lett. B 101, 129 (1981).
- [40] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al., *Evidence for a Spin One Gluon in Three Jet Events*, Phys. Lett. B 97, 453 (1980).
- [41] S. D. Drell and T.-M. Yan, *Partons and Their Applications at High Energies*, Ann. Phys. 66, 578 (1971).
- [42] P. Van Mechelen, *Forward Physics at the LHC*, talk at the *3rd International Conference on Hard and Electromagnetic Probes of High Energy Nuclear Collisions* (2008).
- [43] J. C. Collins and D. E. Soper, *The Theorems of Perturbative QCD*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37, 383 (1987).
- [44] L. N. Lipatov, *The parton model and perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. 20, 94 (1975).
- [45] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory* Sov. J. Nucl. Phys. 15, 438 (1972).
- [46] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. B 126, 298 (1977).
- [47] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, Sov. Phys. JETP 46, 641 (1977).
- [48] F. Bloch and A. Nordsieck, *Note on the Radiation Field of the Electron*, Phys. Rev. 52, 54 (1937).
- [49] T. Kinoshita, *Mass Singularities of Feynman Amplitudes*, J. Math. Phys. 3, 650 (1962).
- [50] T. D. Lee and M. Nauenberg, *Degenerate Systems and Mass Singularities*, Phys. Rev. 133, B1549 (1964).
- [51] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, JHEP 05, 026 (2006).
- [52] G. Corcella et al., *Herwig 6.5 Release Note*, hep-ph/0210213 (2005).
- [53] T. Gleisberg et al., *SHERPA 1.0, a proof-of-concept version*, JHEP 02, 056 (2004).

- [54] M. Kuhlen, *QCD and the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA*, arXiv:hep-ph/9712505v1, (1997).
- [55] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn and B. R. Webber, *QCD Matrix Elements + Parton Showers*, JHEP 11, 063 (2001).
- [56] D. Stump et al., *Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics*, JHEP 10, 046 (2003).
- [57] G. Watt, A. D. Martin, W. J. Stirling and R. S. Thorne, *Recent Progress in Global PDF Analysis*, 0806.4890 (2008).
- [58] V. S. Fadin, E. A. Kuraev and L. N. Lipatov, *On the Pommeranchuk Singularity in Asymptotically Free Theories*, Phys. Lett. B 60, 50 (1975).
- [59] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, *Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory*, Sov. Phys. JETP 44, 443 (1976).
- [60] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, *The Pommeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories*, Sov. Phys. JETP 45, 199 (1977).
- [61] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, *The Pommeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. 28, 822 (1978).
- [62] F.D. Aaron, E. Rizvi et al., *QCD Fits using combined H1 and ZEUS inclusive data*, H1 note, H1prelim-08-045 (2008).
- [63] S. D. Ellis, J. Huston, K. Hatakeyama, P. Loch, and M. Tönnesmann, *Jets in Hadron-Hadron Collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. 60, 484 (2008).
- [64] M. L. Good and W. D. Walker, *Diffraction Dissociation of Beam Particles*, Phys. Rev. 120, 5 (1960).
- [65] T. Sjostrand, *Monte Carlo Generators for the LHC*, Academic Training Lectures, CERN (2005).
- [66] B. R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. B 238, 492 (1984).
- [67] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rept. 97, 31 (1983).
- [68] T. Sjostrand, *Jet Fragmentation Of Nearby Partons*, Nucl. Phys. B 248, 469 (1984).
- [69] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP 05, 026 (2006).
- [70] J. S. Schwinger, *On gauge invariance and vacuum polarization*, Phys. Rev. 82, 661 (1951).
- [71] M. Bahr et al., *Herwig++ Physics and Manual*, Eur. Phys. J. C 58, 639 (2008).
- [72] B. R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. B 238, 492 (1984).

- [73] R. Engel, *Photoproduction within the two-component Dual Parton Model: Amplitudes and cross sections*, Z. Phys. C 66, 203 (1995).
- [74] R. Engel and J. Ranft, *Hadronic photon-photon interactions at high energies*, Phys. Rev. D 54, 4244 (1996).
- [75] A. Capella et al., *Dual parton model*, Phys. Rept. 236, 225 (1994).
- [76] A. Capella et al., *Jets in Small  $p(T)$  Hadronic Collisions, Universality of Quark Fragmentation, and Rising Rapidity Plateaus*, Phys. Lett. B 81, 68 (1979).
- [77] W. D. Walker, *Multiparton interactions and hadron structure*, Phys. Rev. D 69 034007 (2004).
- [78] UA5 Collaboration, *Scaling violation favoring high-multiplicity events at 540 GeV cms energy*, Phys. Lett. B 138, 304 (1984).
- [79] W. Kittel and E. A. De Wolf, *Soft multihadron dynamics*. Hackensack, USA:World Scientific (2005).
- [80] S. G. Matinyan and W. D. Walker, *Multiplicity distribution and mechanisms of the high-energy hadron collisions*, Phys. Rev. D 59, 034022 (1999).
- [81] CDF, T. Affolder et al., *Charged jet evolution and the underlying event in proton-antiproton collisions at 1.8 TeV*, Phys. Rev. D 65, 092002 (2002).
- [82] T. Sjöstrand en M. Van Zijl, *Multiple parton-parton interactions in an impact parameter picture*, Phys. Lett. B 188, 1 (1986).
- [83] T. Sjostrand and P. Z. Skands, *Multiple Interactions and the Structure of Beam Remnants*, JHEP 03, 053 (2004).
- [84] R. Corke, *Multiple Interactions in Pythia 8*, Proc. of the First International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI@LHC), Perugia, Italy, 2008.
- [85] T. Sjostrand and P. Z. Skands, *Transverse-Momentum-Ordered Showers and Interleaved Multiple Interactions*, Eur. Phys. J. C 39, 129 (2005).
- [86] S. Gieseke, P. Stephens and B. Webber, *New formalism for QCD parton showers*, JHEP 12, 045 (2003).
- [87] M. Bahr, S. Gieseke and M. H. Seymour, *Simulation of multiple partonic interactions in Herwig++*, JHEP 07, 076 (2008).
- [88] UA5, G. J. Alner et al., *The UA5 High-Energy anti-p p Simulation Program*, Nucl. Phys. B 291, 445 (1987).
- [89] P. Bartalini et al., *Multi-parton interactions and underlying events from Tevatron to LHC*, Proc. of the 38th Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics (2008).
- [90] A. Moraes, C. Buttar, and I. Dawson, *Prediction for minimum bias and the underlying event at LHC energies*, Eur. Phys. J. C 50, 435 (2007).
- [91] CMS Collaboration, *Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0,9$  and 2,36 TeV*, JHEP 02, 041 (2010).

- [92] CMS Collaboration, *Transverse-Momentum and Pseudorapidity Distributions of Charged Hadrons in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, Phys. Rev. Lett. 105, 022002 (2010).
- [93] A. Capella and A. Krzywicki, *Unitarity corrections to short range order: long range rapidity correlations*, Phys. Rev. D 18, 4120 (1978).
- [94] OPAL Collaboration, *Multiplicity and transverse momentum correlations in multi-hadronic final states in  $e^+e^-$  interactions at  $\sqrt{s} = 91.2$  GeV*, Phys. Lett. B 320, 417 (1994).
- [95] J. F. Grosse-Oetringhaus and K. Reygers, *Charged-particle multiplicity in proton-proton collisions*, J. Phys. G 37, 083001 (2010).
- [96] Z. Koba, H.B. Nielsen, P. Olesen, *Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions*, Nucl. Phys. B 40, 317 (1972).
- [97] S. Hegyi, *KNO scaling 30 years later*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 92, 122 (2001).
- [98] UA5 Collaboration, G.J. Alner et al., *Scaling Violations in Multiplicity Distributions at 200-GeV and 900-GeV*, Phys. Lett. B 167, 476 (1986).
- [99] UA5 Collaboration, G.J. Alner et al., *An Investigation of Multiplicity Distributions in Different Pseudorapidity Intervals in anti- $p$   $p$  Reactions at a CMS Energy of 540 GeV*, Phys. Lett. B 160, 193 (1985).
- [100] A. Giovannini, R. Ugoccioni, *Possible scenarios for soft and semihard component structure in central hadron-hadron collisions in the TeV region*, Phys. Rev. D 59, 094020 (1999) and *Erratum*, Phys. Rev. D 69, 059903 (2004)
- [101] A. Giovannini, R. Ugoccioni, *Possible scenarios for soft and semihard components structure in central hadron-hadron collisions in the TeV region: Pseudorapidity intervals*, Phys. Rev. D 60, 074027 (1999).
- [102] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3, S08004 (2008).
- [103] Cheuk-Yin Wong, *Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions*, World Scientific, Pub Co Inc (1994).
- [104] CMS Collaboration, *CMS Physics TDR: Volume I, Detector Performance and Software*, CERN-LHCC, 2006-001 (2006).
- [105] CMS Collaboration, *Track and vertex reconstruction in CMS*, Nucl. Instrum. Meth. A 582, 781 (2007).
- [106] F. Sikler, *Study of clustering methods to improve primary vertex finding for collider detectors*, Nucl. Instrum. Meth. A 621, 526 (2010).
- [107] G. Cowan, *Statistical data analysis*. Oxford, UK: Clarendon (1998).
- [108] G. Bohm and G. Zech, *Introduction to statistics and measurement analysis for physicists*. Hamburg, Germany: DESY (2010).
- [109] G. D'Agostini, *A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem*, Nucl. Instrum. Meth. A 362, 487 (1995).

- 
- [110] CMS Collaboration, *Charged particle multiplicities in pp interactions at  $\sqrt{s} = 0.9, 2.36,$  and  $7\text{ TeV}$* , Journal of High Energy Physics 79, 1 (2011).
- [111] CMS Collaboration, *Studies of Tracker Material*, CMS Physics Analysis Summary TRK-10-003 (2010).
- [112] R. Corke and T. Sjöstrand, *Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects*, JHEP 03, 32 (2011).

# Summary

This work describes the measurement of the statistical distribution of the number of charged particles in proton-proton collisions collected by the Compact Muon Solenoid (CMS) detector at the Large Hadron Collider, located at the CERN laboratory in Geneva, Switzerland. The number of charged particles - the charged particle multiplicity - is a very global measure of the characteristics of the final state of any high energy collision processes, but has proven to be important in the study of the dynamics of particle production.

Collisions are dominated by the presence of soft low energy particles with now and then a hard scatter. To be able to conduct new high precision high-energy physics researches, one must understand this particle production process, in order to subtract the so called background from the more *interesting* hard scatter events.

In this work the charged particle distribution were measured from an analysis of two minimum-bias datasets, one with inelastic and the other with non-single-diffractive minimum-bias events, each at the center of mass energy of  $\sqrt{s} = 0,9$  and 7 TeV. The excellent tracking capabilities of the silicon pixel and strip detectors of CMS, combined with an optimised tracking and vertexing algorithm, allow the reconstruction of charged tracks down to  $p_{\perp} = 100$  MeV/c with high efficiency and low background contamination. A fully correction for detector resolution and acceptance effects yield measurements of the charged particle multiplicity for different pseudorapidity ranges up till  $|\eta| < 2,4$ . This allows direct comparison with other experimental data and theoretical models.

It is shown that the charged particle distribution can be described by a sum of two negative-binomial distributions. This indicates the presence of multiple-parton interactions when two protons collide.

Although some event generators provide an adequate description of Tevatron and LEP data, it is seen that none is able to describe the multiplicity distributions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In general, models predict too few low-momentum particles, indicating that by increasing the amount of multiple-parton interactions one effectively introduces too many hard scatters in the event.

In a last part the charged particle multiplicity distributions are compared with the results of other experiments. An overall good agreement is found here, except for very low multiplicity events.

Due to the many different selections that are used in parallel, this work can be used as a base to compare the charged particle multiplicity distributions to past and future analyses.