



Faculteit Wetenschappen
Vakgroep Subatomaire en Stralingsfysica
Academiejaar 2005-2006

Monte Carlo simulatie van Extensive Air Showers voor de IceTop detector op Antarctica

door

Arno Keppens



Promotor: Prof. Dr. Dirk Ryckbosch
Begeleiders: Dr. Ir. Brecht Hommez en Lic. Arne Van Overloop

Proefschrift ingediend tot het verkrijgen van de graad van
Licentiaat in de Natuurkunde

Illustratie voorkaft

Tank09 (links) en Tank10 (rechts) van IceTop op de Zuidpool bij installatie (januari 2004). De camera kijkt weg van de SPASE-detector en in de richting van het MAPO-laboratorium dat genoemd werd naar Martin A. Pomerantz, de eerste Antarctische astronoom.

Toelating tot bruikleen

De auteur geeft toelating om deze scriptie voor consultatie beschikbaar te stellen en delen van het werk te kopiëren voor persoonlijk gebruik. Elk ander gebruik valt onder de bepaling van het auteursrecht, in het bijzonder met betrekking tot de verplichting de bron uitdrukkelijk te vermelden bij het aanhalen van resultaten uit dit werk.

Inhoudsopgave

Dankwoord	1
Inleiding	2
1 Kosmische straling en Air Showers, een overzicht	4
1.1 Fysische achtergrond	4
1.1.1 Kosmische straling	4
1.1.2 Extensive Air Showers	6
1.2 Korte historiek	8
1.3 Huidige kosmische stralingsdetectie	9
1.3.1 Waarom nog nieuwe detectoren bouwen?	9
1.3.2 Moderne detectietechnieken	10
1.4 IceCube = IceTop + InIce	15
1.4.1 IceTop, de airshowerdetector	15
1.4.2 InIce, de neutrinodetector	16
1.4.3 Het IceCube project	17
2 Simulatie en analyse van Extensive Air Showers	18
2.1 Inleiding tot de Monte Carlo theorie	18
2.2 Simulaties met CORSIKA	19
2.2.1 Getallengenerator	19
2.2.2 Coördinatenstelsel	20
2.2.3 Atmosfeermodel	20
2.2.4 Magnetisch veld	21
2.2.5 Interactiemodellen	22
2.2.6 Gebruik en eigen instellingen	22
2.3 Showeranalyse	24
2.3.1 Aantal secundaire deeltjes	24
2.3.2 Energiedistributie	27
2.3.3 Laterale distributie	30

2.3.4	Curvature en risetime	35
3	Simulatie en analyse van showerdetectie met IceTop	46
3.1	Simulaties met TankTop	46
3.1.1	Digitale optische modules	48
3.1.2	Tank modules	49
3.1.3	Geometrische opbouw	51
3.1.4	Deeltjesbron	51
3.1.5	Opvolgen van de simulatie	53
3.1.6	Gebruik en eigen instellingen	53
3.2	Signaalanalyse	54
3.2.1	Signaalbijdragen	54
3.2.2	Curvature en risetime	57
3.2.3	Controle van de signaalgewicht	61
3.2.4	Detectorrespons	65
4	Samenvatting en besluit	72
	Bibliografie	75

Dankwoord

De verwezenlijking van deze thesis zou onmogelijk zijn geweest zonder de vakkundige begeleiding van de mensen van de Vakgroep Subatomaire en Stralingsfysica op het Instituut voor Nucleaire Wetenschappen (INW) te Gent. Ik denk dan in het bijzonder aan mijn thesisbegeleiders Brecht Hommez en Arne Van Overloop. Brecht heeft vooral gedurende het eerste semester van het academiejaar geholpen met de simulatie en analyse van Extensive Air Showers, terwijl Arne hoofdzakelijk in het tweede semester in de mogelijkheid was om tijd vrij te maken voor hulp bij de detectorsimulatie en signaalanalyse. De kennis en vaardigheden die beide mij tijdens het voorbije jaar hebben bijgebracht, zullen mij ongetwijfeld helpen in mijn verdere toekomst.

Uiteraard heeft ook Dirk Ryckbosch een zeer belangrijke rol gespeeld bij het tot stand komen van dit proefschrift. Hoewel hij niet elke stap op de voet kon volgen, was hij steeds bereid de grote lijnen van het onderzoek duidelijk te maken en kon hij steeds nieuwe perspectieven en mogelijke uitdagingen aandragen.

Verder wil ik ook Peter Janssens en Bino Maiheu van de onderzoeksgroep Elektromagnetische Interacties bedanken voor hun hulp bij de kleinere, praktische problemen die zich dagelijks voordeden.

Tot slot rest mij nog diegenen te bedanken die dit werk tijdens zijn opbouw geheel of gedeeltelijk hebben gelezen om me te helpen bij het eenvoudig formuleren van complexere fysische problemen, het ontrafelen van ingewikkelde zinsconstructies of het minimaliseren van het aantal grammaticale en spellingsfouten.

Inleiding

Sinds eeuwen proberen wetenschappers de oorsprong, samenstelling en fundamentele fysische wetten van het heelal te ontdekken of onderzoeken. Eén van de welgekende experimentele technieken die hiervoor sinds het begin van de twintigste eeuw wordt gebruikt, bestaat uit de detectie en analyse van kosmische straling die vanuit de ruimte op aarde invalt. De benaming kosmische straling is echter eerder misleidend omdat deze voornamelijk uit deeltjes bestaat waarvan de energie tussen laagenergetisch (10^9 eV¹) en zeer hoogenergetisch (10^{20} eV) varieert.

Wanneer nu een kosmisch deeltje de aardatmosfeer binnendringt, kunnen in verscheidene opeenvolgende botsingsreacties met de luchtmoleculen grote hoeveelheden secundaire deeltjes gecreëerd worden. Het is deze lawine van nieuwgevormde deeltjes – “airshower” genaamd – die met behulp van grote oppervlakte detectoren zoals IceTop kan waargenomen worden.

De eigenlijke bouw van de IceCube detector op de Zuidpool, waar IceTop een belangrijk deel van uitmaakt, begon in 2004 en zal zeker nog tot het jaar 2010 duren. Het hele project staat dus nog lang niet op punt, maar op dit moment is uiteraard al een enorme hoeveelheid voorbereidende wetenschappelijke analyse vereist. Tot deze analyse van hoofdzakelijk shower- en detectorsimulaties tracht dit proefwerk dan ook een bescheiden bijdrage te leveren.

Een Monte-Carlo programma samenstellen dat alle processen simuleert die zich voordoen wanneer een kosmisch deeltje op de aardatmosfeer invalt, vereist een gedetailleerde kennis van alle betrokken fysische processen. Aangezien dit echter ver buiten het bereik van deze thesis ligt, zullen we voor de airshowersimulatie gebruik maken van het reeds bestaande en wijdverspreide programma CORSIKA.

Door het schrijven van de nodige software, wordt het mogelijk specifieke gegevens uit de simulatiedata te filteren en voor verdere analyse te selecteren. In dit proefwerk zullen op de eerste plaats bijvoorbeeld het aantal gegenereerde secundaire showerdeeltjes en hun

¹Eén elektronvolt (eV) is gelijk aan 1.60×10^{-19} Joule. Dit is de energie die een elektron wint bij het doorlopen van een potentiaalverschil van 1 Volt. Veelvouden hiervan die veel gebruikt zullen worden zijn de MeV (10^6 eV), GeV (10^9 eV), TeV (10^{12} eV) en PeV (10^{15} eV).

energiedistributie voor verschillende types loodrecht invallende kosmische deeltjes met verscheidene initiële energieën onderzocht worden. Daarnaast zal een beknopte studie van de dichtheden en relatieve aankomsttijden van de op het aardoppervlak terechtkomende deeltjes worden uitgevoerd. Op die manier bekomt men een vrij ruim beeld van de fysische eigenschappen van verschillende soorten airshowers op grondniveau dat in een volgende fase zal gebruikt worden om de detectoreigenschappen mee te onderzoeken.

Ook voor het simuleren van de IceTop detector zal van een reeds bestaand programma gebruik gemaakt worden. Dit simulatiepakket, dat de naam TankTop draagt, zal dus net zoals de CORSIKA software tot op zekere hoogte uitgediept moeten worden om bepaalde simulatieparameters in overeenstemming met de eigenschappen van de reële detector vast te leggen.

Op analoge manier als bij de airshowersimulatie, zullen uit de output van het TankTop pakket de nodige data voor detectoranalyse geselecteerd worden. Deze analyse zal bestaan uit een studie van elektrische uitgangssignalen in overeenkomst met de eerder onderzochte showereigenschappen.

Uiteindelijk hebben al deze analysetechnieken tot doel om te verifiëren hoe aan de hand van IceTop uitgangssignalen een idee van het in de atmosfeer ingevallen deeltje kan gevormd worden. Deze methoden voor showeridentificatie, die hier met behulp van simulaties worden ontwikkeld, zullen in een later stadium met het oog op de studie van kosmische straling namelijk ook op de reële meetgegevens van het IceTop experiment worden toegepast.

Hoofdstuk 1

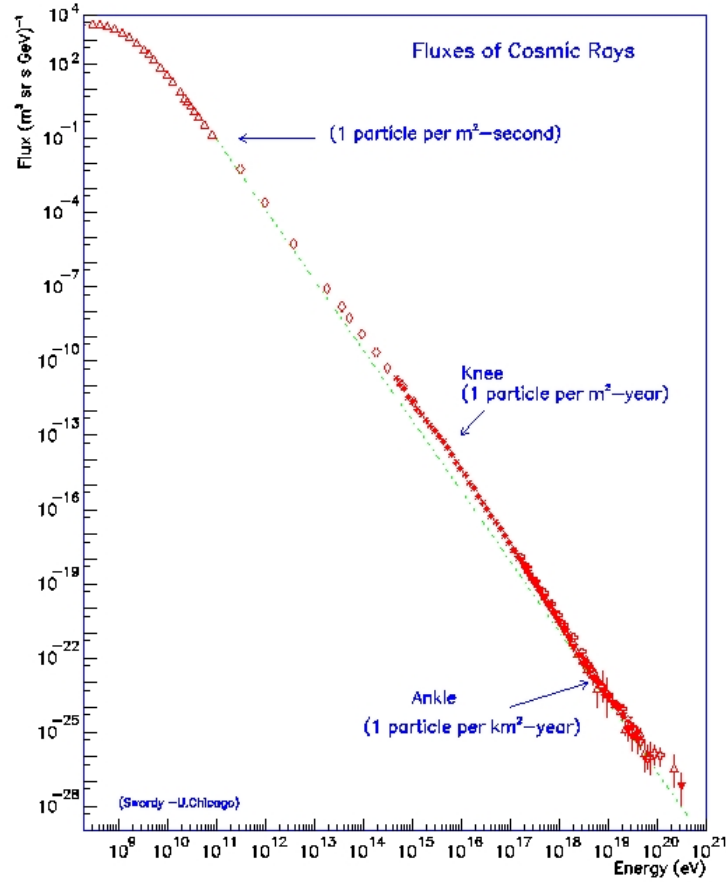
Kosmische straling en Air Showers, een overzicht

In dit inleidende, beschrijvende hoofdstuk wordt eerst de astrofysische achtergrond van kosmische straling of “Cosmic Rays” (CR) en het ontstaan van “Extensive Air Showers” (EAS) geschetst. Daarna wordt kort ingegaan op een reeks van historische feiten die voor deze fysica een essentiële rol hebben gespeeld. Vervolgens wordt een overzicht van de huidige detectietechnieken van zowel CR als EAS gegeven, zodat dit hoofdstuk met een bespreking van IceCube – en IceTop als deel ervan – kan worden afgesloten.

1.1 Fysische achtergrond

1.1.1 Kosmische straling

Kosmische straling bestaat uit energetische deeltjes – voornamelijk fotonen (lichtkwanta), protonen, ijzerkernen en neutrino’s – die vanuit de ruimte in willekeurige richting de aardatmosfeer binnendringen. Hoewel de oorsprong van zeer hoogenenergetische kosmische straling nog onbekend is, heeft men door de jaren heen toch het flux-spectrum van deze straling kunnen opmeten. Dit spectrum wordt getoond in onderstaande Fig. 1.1. Merk op dat de deeltjesenergieën zoals algemeen gebruikelijk is in verschillende domeinen binnen de fysica worden weergegeven in elektronvolt (eV) of veelvouden hiervan in plaats van de veelal onderwezen SI-eenheid Joule.



Figuur 1.1: Het flux-spectrum van kosmische straling [1].

Aangezien het flux-spectrum op de dubbellogaritmische schaal in Fig. 1.1, afgezien van de karakteristieke “knie” en “enkel”, bij voldoende hoge energie quasi lineair daalt in functie van de deeltjesenergie, neemt het aantal deeltjes dat onze atmosfeer binnendringt in goede benadering exponentieel af met hun energie. Dit spectrum voldoet met andere woorden aan volgende evenredigheid:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

In deze uitdrukking staat N voor het aantal invallende deeltjes (per oppervlakte-eenheid, ruimtehoek en tijdseenheid) en E voor de deeltjesenergie. De grootte γ die als macht van de energie voorkomt bepaalt dus de helling van het flux-spectrum op logaritmische schaal en noemt men de spectrale index. Zowel in het energiegebied lager dan de “knie” als voorbij de “enkel” is deze index bij benadering gelijk aan 2.7, terwijl γ tussen “knie” en “enkel” toeneemt en maximaal 3.2 bedraagt [1].

Algemeen wordt aangenomen dat kosmische straling tot een energie van 10^{15} eV (nabij de “knie”) afkomstig is van de schokgolf die met een supernova-explosie gepaard gaat, terwijl deeltjes met energieën tot 10^{18} eV bij hun reis door het interstellair medium door verschillende van zulke schokgolven werden versneld. Het grootste mysterie van het flux-spectrum is dus het voorkomen van straling met een energie die groter is dan 5×10^{18} eV (voorbij de “enkel”). Op dit fenomeen wordt echter niet verder ingegaan omdat de in dit proefwerk bestudeerde CRs van de orde 10 PeV of kleiner zullen zijn.

1.1.2 Extensive Air Showers

Wanneer energetische kosmische straling invalt op de aardatmosfeer, zal bij voldoende grote wisselwerking tussen het kosmische deeltje en de atomen of moleculen van de atmosfeer een botsing tussen beide optreden. Zo zullen kosmische fotonen met hoge energie (gammastraling) en geladen deeltjes vrij snel interageren, terwijl bijvoorbeeld neutrino’s geen sporen in de atmosfeer achterlaten.

In het geval dat er wel interactie van de kosmische straling met de atmosfeer optreedt, zullen verschillende types (zie verder) secundaire deeltjes ontstaan die op hun beurt met andere atmosfeerdeeltjes botsen, enzovoort. Op die manier ontstaat razendsnel een lawine van secundaire deeltjes die gemiddeld tussen tien en veertig kilometer aflegt in de aardatmosfeer en die we een “Extensive Air Shower” noemen.

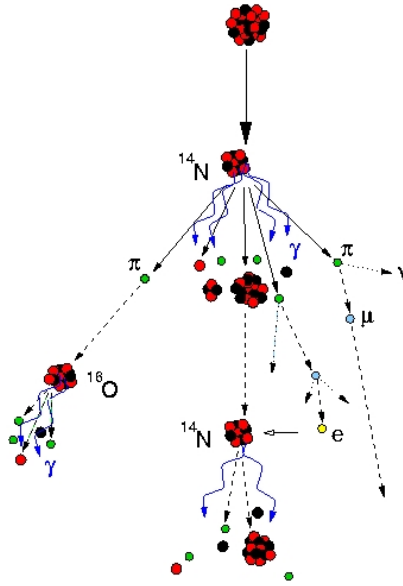
Uiteraard kan dit fysisch fenomeen enkel optreden indien het primaire kosmische deeltje voldoende energie bezit. Voor onze aardatmosfeer is het ontstaan van een EAS bij benadering mogelijk vanaf 5×10^9 eV, dus ongeveer bij het buigpunt bovenaan in het gegeven flux-spectrum [2].

De interactie van een ijzerkern met een atoom uit de atmosfeer en een mogelijk scenario voor het begin van de daarbij horende “ironshower” is weergegeven in Fig. 1.2. Zoals ook in de figuur wordt getoond, ontstaan bij het begin van een ironshower, ten gevolge van zijn hadronische¹ karakter, vooral pionen, fotonen en radioactieve deeltkernen.

De radioactieve deeltkernen zullen opnieuw interageren met de atmosfeer en uiteindelijk aanleiding geven tot protonshowers met gedeelde energie. De laagenergetische en geladen pionen zullen daarentegen snel tot muonen vervallen die op hun beurt in elektronen en twee neutrino’s worden omgezet of, net zoals het gros van de fotonen, het aardoppervlak bereiken [3]:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

¹Hadronen zijn deeltjes die bestaan uit fundamentele quarks. Protonen en ijzerkernen behoren tot deze categorie.



Figuur 1.2: Botsing van een energetische kosmische ijzerkern met een stikstofkern uit de atmosfeer waardoor een EAS ontstaat [3].

Het is evident dat een EAS sterk afhankelijk is van het primaire kosmische deeltjestype en zijn energie. Men maakt bijvoorbeeld een onderscheid tussen hadronische, leptonische en elektromagnetische showers waarbij het primaire deeltje respectievelijk een hadron, lepton² en foton is.

Naast bovenstaande klassering van airshowers aan de hand van hun primaire deeltjestype, kan binnen elke shower nog een onderscheid gemaakt worden tussen een hadronische en elektromagnetische deeltjescomponent. De hadronische component omvat alle secundaire deeltjes die van hadronische interacties afkomstig zijn, terwijl de elektromagnetische component de deeltjes die bij elektromagnetische interacties worden gevormd in rekening brengt.

Men is uiteraard ook in de transversale en longitudinale eigenschappen van een EAS geïnteresseerd. Hiermee bedoelt men dan respectievelijk de horizontale en verticale distributie van secundaire deeltjes in de aardatmosfeer tijdens de showerontwikkeling.

Tenslotte is ook het energiespectrum van een EAS nabij het aardoppervlak een uiterst belangrijke parameter die, samen met alle andere zojuist aangehaalde showereigenschappen, verder in dit proefwerk uitgebreid zal worden besproken.

²Leptonen zijn net zoals quarks fundamentele materiedeeltjes. Onder andere elektronen en neutrino's behoren tot deze groep.

1.2 Korte historie

De ontdekking van kosmische straling wordt toegeschreven aan de Oostenrijker Victor Hess die in 1912 als eerste het fenomeen omschrijft. Het onderzoek naar deze straling is ontstaan uit het probleem dat een goed geïsoleerde ionisatiekamer³ nog steeds straling waarneemt. Oorspronkelijk dacht men dat dit een gevolg was van een zekere straling van het aardoppervlak, maar toen Hess een ionisatiekamer meenam op een ballonvlucht stelde hij vast dat de stralingsintensiteit toenam naarmate hij hoger vloog. Daarnaast bleek bij meting van de straling tijdens een zonsverduistering dat deze niet van de zon afkomstig kon zijn. Uit beide waarnemingen concludeerde Hess dat de straling vanuit de ruimte moest komen en dus gaf hij haar de naam “kosmische straling” [4].

Het duurde vervolgens meer dan dertig jaar om de ware herkomst van kosmische straling te achterhalen, zodat ondertussen verschillende hypothesen over het ontstaan ervan de revue passeerden. Een van die hypothesen werd geformuleerd door de Amerikaan Robert A. Milikan [5] die meende dat kosmische straling eigenlijk gammastraling was die vrijkwam bij samenstelling van complexe atomen in het universum. Als gevolg van deze hypothese zou kosmische straling ongeladen moeten zijn en dus wat invalsrichting betreft onafhankelijk van het aardmagnetisch veld. In 1933 werd echter onder leiding van de Amerikaan Arthur Compton [6] aangetoond dat de invalsrichting van de straling weldegelijk afhankelijk was van de magnetische breedte en dat dus minstens een deel van de invallende deeltjes geladen moest zijn.

In 1938 registreerden Pierre Auger en Roland Maze – beide afkomstig uit Frankrijk – voor het eerst tijdscoïncidenties tussen metingen op grondniveau die meer dan 20 meter van elkaar verwijderd lagen. Hieruit besloten ze dat de geobserveerde (secundaire) deeltjes van een gemeenschappelijke bron of lawine afkomstig waren. Het was Pierre Auger die dit fenomeen als eerste de naam “airshowers” gaf en op die manier de fundamenteen legde voor de detectie van kosmische straling met verschillende detectoren op een zekere afstand van elkaar.

Auger gebruikte steeds Geiger-Müller tellers om de geladen secundaire deeltjes te detecteren en kreeg uit zijn detector dus geen richtingsinformatie over de invallende kosmische straal. Dit probleem werd in 1953 opgelost door een groep wetenschappers van het Massachusetts Institute of Technology [7] die een techniek ontwikkelden om de invalsrichting af te leiden uit het vergelijken van signalen van scintillatoren⁴ die tientallen meters uit elkaar staan. Tussen 1954 en 1957 werden op het Agassiz Station van het Harvard College Obser-

³Een ionisatiekamer is een detectietoestel om ioniserende straling mee waar te nemen.

⁴Een scintillator is een detector die een lichtflitsje genereert wanneer er een geladen deeltje door passeert en daarbij energie afzet in het detectiemedium.

vatory (VS) [8] metingen gedaan met een grote oppervlakte detector of “array” (rooster) van 15 detectoren. Deze array zou het prototype worden van de veel grotere array’s die later zouden worden gebouwd.

Een andere manier om kosmische straling waar te nemen werd in 1962 ontwikkeld door K. Suga (Japan) en A. E. Chudakov (toenmalige Sovjet-Unie) die de mogelijkheid om de atmosfeer als scintillator te gebruiken onderzochten. Bij botsing van kosmische deeltjes met stikstofatomen in de atmosfeer wordt namelijk een deel van de primaire deeltjesenergie op de stikstofatomen overgedragen. Deze geven de verkregen energie opnieuw af in de vorm van fluorescentiestraling die op het aardoppervlak met behulp van fluorescentietelelescopen kan worden gedetecteerd [9]. De eerste waarneming van fluorescent licht van een kosmische straal werd in 1968 gedaan nabij Tokio.

Het is tenslotte nog interessant te vermelden dat de tot nu toe meest hoogenergetische kosmische straal in 1991 werd waargenomen door de groep rond J. W. Keuffel van de Universiteit van Utah. Het ging hier om een deeltje met een energie van maar liefst 3×10^{20} eV⁵ [10].

1.3 Huidige kosmische stralingsdetectie

1.3.1 Waarom nog nieuwe detectoren bouwen?

Eén van de redenen waarom men nu nog kosmische stralingsdetectoren met steeds betere detectiemogelijkheden ontwerpt en construeert is dat men zoals eerder aangehaald een verklaring zoekt voor het bestaan van kosmische straling met een energie groter dan 5×10^{18} eV. Naast Supernova-explosies zijn “Active Galactic Nuclei”⁶, “Gamma Ray Bursts”⁷ en “Quasars”⁸ mogelijke kandidaten, maar men heeft hierover nog geen enkele zekerheid.

De onrechtstreekse studie van kosmische straling met behulp van EAS kan verder helpen de kosmische stralingsflux van niet-zwak-interagerende deeltjes zoals hadronen en fotonen op verschillende plaatsen op aarde te bepalen. Uit detectie van deze EAS kan daarenboven de chemische samenstelling en richting van herkomst van CRs worden afgeleid [11].

⁵Dit komt overeen met de kinetische energie van een 60 gram zware tennisbal die een snelheid heeft van ongeveer 144 km per uur.

⁶AGN zijn galaxieën waarvan het merendeel van de uitgezonden energie afkomstig is van elektromagnetische straling die wordt gegenereerd wanneer materie in het supermassieve zwarte gat in het centrum van de galaxie valt.

⁷GRBs zijn kosmische explosies waarbij immens veel gammastraling vrijkomt.

⁸“Quasar” staat voor “quasi-stellar radio source”. Het zijn objecten die er als sterren uitzien, maar grote hoeveelheden radiogolven uitzenden.

Daarnaast tracht men door neutrinodetectie de kosmische neutrinoflux in kaart te brengen. Aan de hand hiervan zou men immers onder andere het gepostuleerde bestaan van WIMPs⁹ en magnetische monopolen kunnen verifiëren.

Uiteindelijk hebben al deze wetenschappelijke vooruitzichten als gemeenschappelijk doel ons de oorsprong, samenstelling en fundamentele fysische wetten van het heelal te laten ontdekken of onderzoeken, vooral dan wat hoge energieën betreft die momenteel niet met behulp van aardse deeltjesversnellers bereikt kunnen worden. Vanuit het huidige standpunt is de eindmeet echter nog lang niet in zicht.

1.3.2 Moderne detectietechnieken

Op dit moment bestaan er dus verschillende methoden om kosmische straling te meten. Hierbij hangt de aard van het experiment sterk af van het energiebereik waarin men wil meten. Kosmische straling met een energie kleiner dan 10^{14} eV kan men bijvoorbeeld rechtstreeks meten op grote hoogte in de atmosfeer met een ballon of in de ruimte met een satelliet of ruimtesonde. Een detector met een gevoelig oppervlak van 1 m^2 in de ruimte neemt, zoals te zien is in Fig. 1.1, per jaar ongeveer 10^6 tot zelfs 10^9 deeltjes waar.

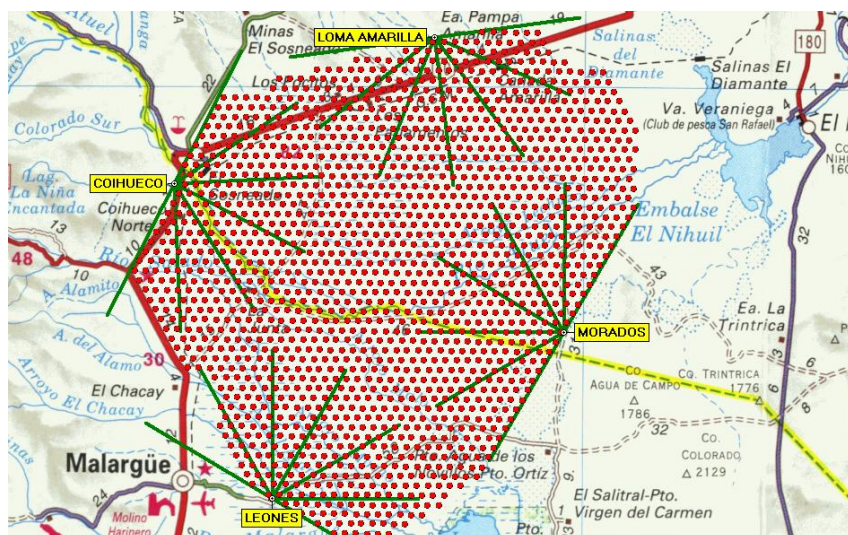
In diezelfde figuur werd aangegeven dat het aantal invallende deeltjes per oppervlakte-eenheid exponentieel daalt voor hogere energieën. Zo valt er slechts één deeltje per vijftig jaar met een energie boven 10^{18} eV op diezelfde detector van 1 m^2 . Aangezien ballon- en satellietexperimenten een eindige grootte hebben, wordt met deze detectoren rechtstreekse kosmische stralingsdetectie voor hogere energieën snel onhoudbaar.

Een oplossing voor dit detectieprobleem bestaat uit de beschouwing van airshowers die door de invallende hoogenenergetische kosmische straling geïnduceerd worden. De secundaire deeltjes van de shower die het aardoppervlak bereiken, kunnen met behulp van deeltjesdetectoren worden waargenomen. Op die manier registreert men de laterale eigenschappen van de shower (aankomsttijden, energiedistributie en laterale distributie van secundaire deeltjes) op grondniveau, waar men de initiële eigenschappen van het primaire kosmische deeltje, zoals deeltjestype, deeltjesenergie en invalrichting, tracht uit af te leiden.

In vergelijking met de rechtstreekse stralingsdetectie heeft de detectie van airshowers als nadeel dat grote array's moeten gebouwd worden die een gebied van verschillende vierkante kilometer overspannen. De grootste en meest moderne array die nu nog volop in opbouw is bevindt zich op de "Pampa Amarilla" (Gele Prairie) in het westen van Argentinië. Deze array vormt de zuidelijke site van het volledige Pierre Auger Cosmic Ray Observatory dat na afwerking zal bestaan uit twee sites van 1600 deeltjesdetectoren verspreid over een op-

⁹"Weakly Interacting Massive Particles" zijn mogelijke kandidaten voor de opbouw van de nog niet waargenomen donkere materie in het heelal.

pervlakte van 3000 km². Naast de 1600 watergevulde Čerenkov-detectoren voor deeltjesdetectie (zie verder) worden bovendien vier fluorescentiedetectoren geïnstalleerd om dubbele, gelijktijdige metingen – waarbij meer fysische observabelen voor shower-reconstructie kunnen worden bepaald – mogelijk te maken [4]. De volledige zuidelijke site wordt op kaart weergegeven in Fig. 1.3.

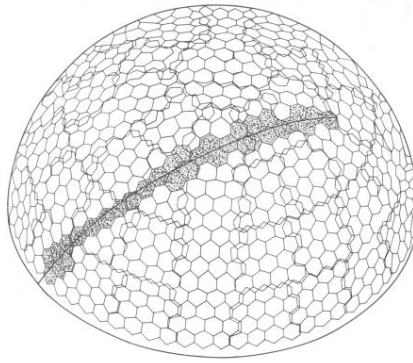


Figuur 1.3: De site van het Pierre Auger Cosmic Ray Observatory in het westen van Argentinië. De rode stippen staan voor de Čerenkov-detectoren, terwijl de groene lijnstukken de werkingsrichtingen van de vier fluorescentiedetectoren (in het snijpunt ervan) aangeven [4].

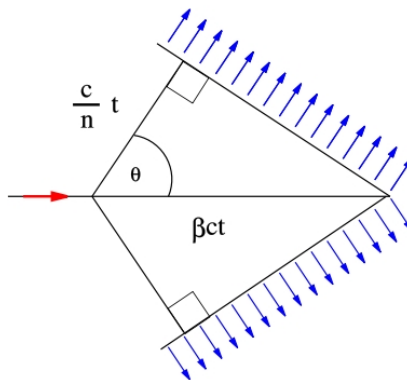
Fluorescentiedetectoren kunnen, in tegenstelling tot de gecombineerde werking met de array van watergevulde Čerenkov-detectoren in het Pierre Auger Observatory, ook op zichzelf voor kosmische stralingsdetectie gebruikt worden. De door de aangeslagen atmosferische stikstofatomen uitgezonden straling heeft een golflengte tussen 300 nm en 400 nm (ultraviolet gebied) en wordt opgevangen door grote spiegels die het licht op verschillende fotovermenigvuldigers focuseren. De fotovermenigvuldigers zetten hierbij de lichtflits om in een evenredig elektrisch signaal dat naar de verwerkingselektronica gestuurd wordt. Deze techniek meet rechtstreeks het verloop van de shower doorheen de atmosfeer en registreert dus eerder de longitudinale karakteristieken ervan.

De op dit moment meest bekende fluorescentiedetector is waarschijnlijk HiRes (High Resolution), de tien keer meer gevoelige opvolger van het verouderde Fly's Eye in de westelijke woestijn van Utah (VS). Het HiRes-project werd gestart in 1997 en bestaat net zoals Fly's Eye uit twee detectorsites die 12.5 km uit elkaar staan. Op de ene locatie staan 22 spiegels, op de andere maar liefst 42. Elke spiegel heeft een diameter van twee meter en wordt uitge-

lezen door 265 fotovermenigvuldigers. Door voor een bepaalde tijdspanne de signalen van alle fotovermenigvuldigers naast mekaar te leggen, bekomt men een zogenaamde “skymap” die uit zeshoeken is opgebouwd (zie figuur 1.4), vandaar uiteraard de oorspronkelijke naam Fly’s Eye [9].



Figuur 1.4: Skymap van Fly’s Eye met verdonkerde weergave van de fotovermenigvuldigers die bij een bepaalde showerinval een signaal hebben ontvangen [9].



Figuur 1.5: Tweedimensionele voorstelling van de uitgezonden Čerenkov-straling door een geladen deeltje. De fotonen (blauwe pijlen) bewegen onder een welbepaalde hoek θ met de voortplantingsrichting van het geladen deeltje (rode pijl). Dit laatste bevindt zich steeds in de top van de zogenaamde “Čerenkov-kegel”.

Een laatste maar niet minder belangrijke detectietechniek bestaat uit het opvangen van Čerenkov-fotonen die worden uitgezonden door geladen deeltjes die zich in een bepaald medium sneller voortbewegen dan de lichtsnelheid in datzelfde medium. De hoek waaronder deze straling wordt uitgezonden is zowel afhankelijk van de deeltjessnelheid v ($= \beta c$) als

de brekingsindex n van het medium, maar kan eenvoudig aan de hand van de schematische voorstelling in Fig. 1.5 berekend worden. Op de figuur is namelijk duidelijk dat de fotonen een afstand $(c/n)t$ afleggen in hetzelfde tijdsinterval als waarin het penetrerende deeltje een afstand βct overbrugt. Met behulp van fundamentele driehoeksmmeetkunde kan men hieruit volgende gelijkheid afleiden:

$$\cos(\theta) = \frac{(c/n)t}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.2)$$

Daarnaast wordt het differentiële aantal uitgestuurde fotonen dN in functie van de afgelegde weg dl en het energieverlies dE van het geladen deeltje gegeven door de welgekende Frank-Tamm-formule [12]:

$$\frac{d^2 N}{dl dE} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{hc} \sin^2(\theta) \quad (1.3)$$

Deze uitdrukking kan nu nog enigszins vereenvoudigd worden door er formule (1.2) op toe te passen:

$$\frac{d^2 N}{dl dE} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{hc} [1 - \cos^2(\theta)] \quad (1.4)$$

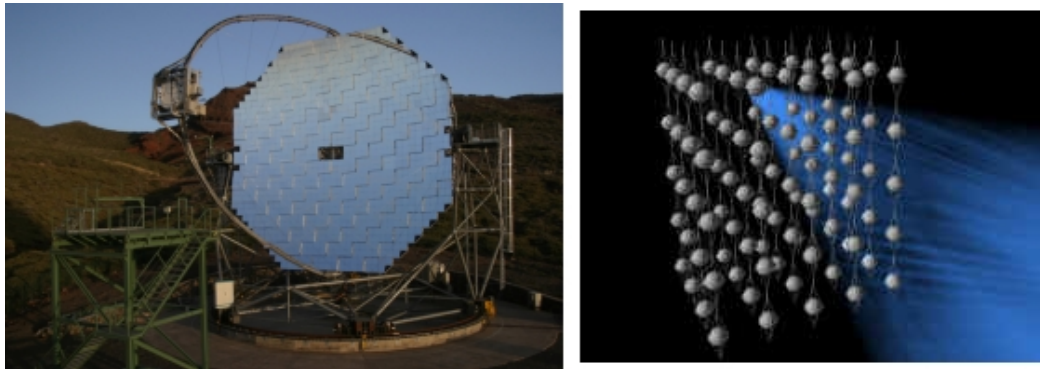
$$= \frac{2\pi\alpha Z^2}{hc} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right] \quad (1.5)$$

In formules (1.3) tot en met (1.5) staat α voor de elektromagnetische fijnstructuurconstante, Z voor de lading van het penetrerende deeltje (in eenheden e), h voor de constante van Plack en c voor de lichtsnelheid in vacuüm.

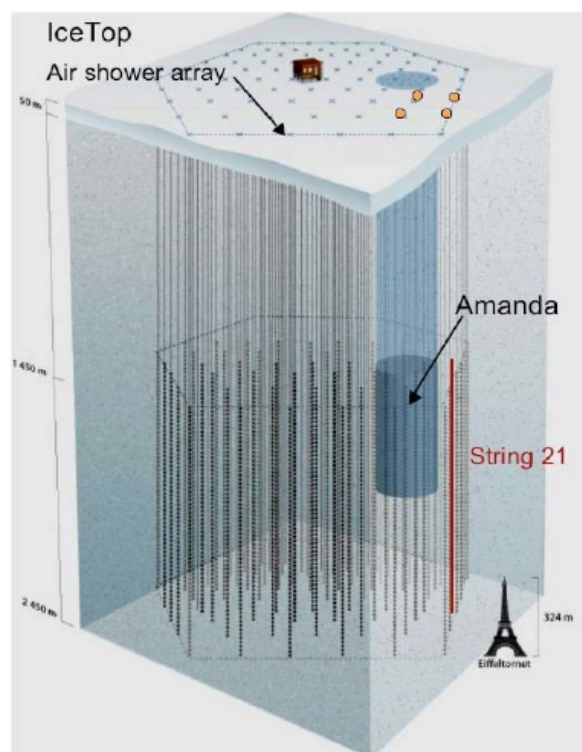
Deze continue Čerenkov-straling in het zichtbare en ultraviolette gebied wordt nu ook uitgezonden door hoogenergetische secundaire showerdeeltjes en kan dus door middel van telescopen (in de atmosfeer) of grote aantallen fotovermenigvuldigers (in water of ijs) worden gedetecteerd om er de eigenschappen van het oorspronkelijke kosmische deeltje uit af te leiden.

Op het Canarische eiland La Palma bevindt zich een modern typevoorbeeld van een Čerenkov-telescoop, namelijk de MAGIC telescoop [13]. Deze heeft een diameter van 17m en een totale oppervlakte van ongeveer 236 m² (zie Fig. 1.6). MAGIC is operationeel sinds begin 2004 en heeft als doel kosmische straling met een energie kleiner dan 3×10^{10} eV te detecteren.

In Fig. 1.6 wordt eveneens een opstelling van verschillende fotovermenigvuldigers voor detectie van Čerenkov-licht getoond. Van deze laatste detectietechniek zijn Antares (in de Middellandse Zee) en InIce van IceCube (in het zuidpoolijs) de meest moderne voorbeelden. Beide detectoren zijn nog in opbouw en zullen in hoofdzaak kosmische neutrino's of muonen waarnemen.



Figuur 1.6: De MAGIC telescoop op La Palma [13] (links) en detectie van Čerenkov-straling door een rooster van bolvormige fotovermenigvuldigers in water of ijs [14] (rechts). Het deeltje dat in dit laatste geval de straling veroorzaakt beweegt van rechts-onder naar links-boven.



Figuur 1.7: Het IceCube observatorium zoals het er na afwerking zal uitzien. String 21 (rood) en vier IceTop “stations” (geel) zijn expliciet aangegeven omdat deze als eerste voor testmetingen werden in gebruik genomen in 2005 [15].

1.4 IceCube = IceTop + InIce

De detector waar het in dit proefschrift uiteindelijk om draait is de IceTop detector die samen met InIce de Antarctische IceCube detector [11, 16] vormt. De eigenlijke bouw van het volledige observatorium begon eind 2004 en ondergaat op dit moment de eerste testmetingen met de reeds afgewerkte afzonderlijke detectoren. Zoals te zien is in Fig. 1.7 bevindt IceTop zich boven de InIce detector, bijna exact op de geografische Zuidpool. In wat volgt worden IceTop en InIce eerst afzonderlijk besproken om daarna kort op hun gemeenschappelijke doelen in te gaan.

1.4.1 IceTop, de airshowerdetector

De IceTop extensive airshower array [11, 17] vormt eigenlijk een uitbreiding van het reeds bestaande “South Pole Air Shower Experiment” of SPASE dat nu nog steeds in gebruik is. Wanneer de volledige detector klaar is zal deze een oppervlakte van ongeveer 1 km^2 innemen en bestaan uit 80 tankduo’s of “stations” die in een hexagonaal rooster (zie Fig. 1.7) op 125 m van elkaar staan. De in totaal 160 cilindrische detectietanks, die bijna 1 m hoog en 2 m breed zijn, worden immers per twee geplaatst om de statistiek van het experiment aanzienlijk te verbeteren, om de signalen die van eenzelfde shower afkomstig zijn gemakkelijk te kunnen vergelijken en om ook kleine showers voldoende duidelijk in beeld te kunnen brengen. De afstand tussen twee tanks van eenzelfde duo bedraagt hierbij steeds 10 m (zie Fig. 1.8). In de 160 tanks – waarvan er eind 2005 al acht in gebruik waren – zullen zich uiteindelijk 320 digital optical modules of DOMs¹⁰ (twee per tank) bevinden die het door een invallend showerdeeltje in de tank gegenereerde Čerenkov-licht omzetten in een energie-afhankelijk en bruikbaar elektrisch signaal (zie eveneens Fig. 1.8).

Men verwacht dat IceTop bij ingebruikname een onderscheid zal kunnen maken tussen enkelvoudige deeltjes die door één bepaalde tank bewegen, kleine showers die slechts in één tankduo een signaal genereren en grotere EAS die minstens twee stations doorkruisen. De twee eerste gevallen corresponderen met primaire deeltjesenergieën tussen 2 TeV en 10 TeV, terwijl de grotere showers minstens een totale energie van de orde 300 TeV nodig hebben om in vier tanks of meer een signaal te geven. Alle showerenergieën tussen deze “threshold” en een bepaalde maximale energie – die door de “beperkte” oppervlakte van de detector ongeveer 10^{18} eV bedraagt – kunnen door IceTop geanalyseerd worden.

¹⁰Een DOM bestaat uit een fotovermenigvuldiger en bepaalde signaalverwerkingselektronica. Zowel de tankgeometrie als de werking van deze DOMs wordt verder toegelicht in hoofdstuk 3.



Figuur 1.8: IceTop tank zoals deze er uitziet bij installatie (links) en DOMs op het wateroppervlak in de tank net na vulling (rechts) [16].

1.4.2 InIce, de neutrinodetector

Net zoals IceTop is de InIce neutrinodetector niet de eerste in zijn soort. InIce is het grote broertje van de op dezelfde locatie gesitueerde “Antartic Muon And Neutrino Detector Array” of AMANDA. Terwijl AMANDA bestaat uit 19 verticale strings met in totaal ongeveer 600 volledig operationele DOMs, zal InIce na zijn geplande afwerking in 2010 bestaan uit 80 strings – geplaatst volgens hetzelfde hexagonale rooster als IceTop – en 4800 DOMs (60 per string). Al deze DOMs zullen dan in het ijs op een diepte tussen 1400 en 2400 meter gesitueerd zijn en in totaal een volume van ongeveer 1km^3 in beslag nemen (zie ook figuur 1.7) [11].

In zowel AMANDA als InIce detecteren de DOMs Čerenkov-licht dat door hoofdzakelijk elektronen, muonen en tau-deeltjes die door het ijs bewegen wordt uitgezonden. Deze leptonen worden gegenereerd door kosmische neutrino’s die botsen met atomen of moleculen van het ijs of zijn afkomstig van de op IceTop invallende airshowers.

AMANDA en InIce werden echter vooral ontworpen als telescopen voor hoogenergetische neutrino’s die vanuit de ruimte op aarde invallen. De fotovermenigvuldigers aan de strings “kijken” immers door de aarde heen in plaats van in de richting van het aardoppervlak. Op die manier doet de aarde dienst als een soort filter voor alle andere deeltjes dan neutrino’s die ook (onrechtstreeks) Čerenkov-licht en dus detectorsignalen genereren. Neutrino’s bewegen immers als louter zwak-interagerende deeltjes probleemloos door de aarde heen en worden dus als enige niet door deze filter tegengehouden [18].

Het is uiteindelijk de bedoeling om met InIce neutrino's met een energie tussen 10^7 eV en 10^{20} eV te detecteren. Op die manier kan men bijvoorbeeld kernreacties uit het binnenste van de zon of zwarte gaten in kernen van melkwegstelsels onderzoeken.

1.4.3 Het IceCube project

Het volledige IceCube observatorium zal bij zijn ingebruikname in 2010 dus bestaan uit de IceTop airshowerdetector en de InIce neutrinodetector. Hoewel uit voorgaande paragrafen duidelijk blijkt dat IceTop en InIce verschillende eigenschappen en doelen hebben, kunnen ze ook tesamen gebruikt worden. Des te meer omdat voor beide detectoren dezelfde DOMs en basiselektronica gebruikt worden en ze, zoals eerder vermeld, geometrisch boven elkaar geplaatst zijn.

Deze specifieke plaatsing laat op de eerste plaats toe IceTop en InIce optimaal te ijken door coïncidenties tussen beide detectoren nader te onderzoeken. Wanneer de detectoren immers quasi gelijktijdig een deeltjessignaal genereren, weet men dat dit signaal van dezelfde kosmische straling afkomstig moet zijn. Op die manier is men dus in staat vrij nauwkeurig de invalrichting van deze straling te bepalen. Tenslotte zal IceTop ook gebruikt worden om bepaalde signalen van InIce – die bijvoorbeeld van laagenergetische achtergrondstraling afkomstig zijn – te vetoën, terwijl InIce op zijn beurt, door secundaire muonendetectie, tot de showeranalyse zal kunnen bijdragen [17].

Hoofdstuk 2

Simulatie en analyse van Extensive Air Showers

Een goede start voor het begrijpen van onze detectorsignalen en – in een latere fase – de reconstructie van de gesimuleerde en experimentele data, is een zo nauwkeurig mogelijke simulatie van EAS en de daarbij horende studie van relevante fysische observabelen op grondniveau. In dit hoofdstuk worden daarom eerst het gebruikte simulatieprogramma CORSIKA en de voor dit proefwerk ingestelde opties en parametrisaties vrij uitgebreid toegelicht om daarna naar de eigenlijke showeranalyse te kunnen overgaan.

2.1 Inleiding tot de Monte Carlo theorie

De Monte Carlo theorie die aan de basis ligt van het simulatiepakket CORSIKA werd omstreeks 1944 ontwikkeld en werd genoemd naar de stad Monte Carlo (Monaco) wegens de gelijkenis van de theorie met de roulettes die er in de casino's te vinden zijn. Een Monte Carlo techniek vertrekt namelijk van een willekeurige getallen-generator die net zoals een roulette op eenvoudige wijze willekeurige getallen kan kiezen. Aan de hand van deze getallen worden dan processen gesimuleerd die aan verschillende statistische variaties onderhevig zijn.

Wanneer het gaat om kosmische stralingsfysica simuleert de Monte Carlo techniek de processen die zich voordoen als een deeltje met een bepaalde energie en invalrichting interageert met de atmosfeer. Bij deze interactie zullen verschillende soorten deeltjes (zie vorig hoofdstuk) met een zekere energie en bewegingsrichting volgens bepaalde waarschijnlijkheden voorkomen. Het is op deze plaats dat een programma met een willekeurige getallen-generator zich opdringt, die dan bepaalt welke processen en parameters zullen optreden en welke niet.

2.2 Simulaties met CORSIKA

CORSIKA [19, 20, 21] staat voor “COsmic Ray SIMulations for KAScade” en werd oorspronkelijk in 1989 ontwikkeld voor het KASCADE-experiment in Karlsruhe (Duitsland). Het is een programma dat wordt gebruikt om EAS te simuleren en bestuderen voor verschillende primaire deeltjes. Het beschrijft met andere woorden de interacties van het gekozen primaire deeltje en de gegenereerde secundaire deeltjes met de aardatmosfeer gedurende de evolutie van de shower.

Het volledige CORSIKA simulatiepakket dat nu in gebruik is ontstond eigenlijk uit de combinatie van drie programma’s. Het eerste programma werd ontwikkeld in 1970 door Grieder en vormt de basis voor de algemene structuur van CORSIKA. Het bevat een eenvoudig hadronisch interactiemodel – ISOBAR genaamd – dat voornamelijk gebruikt werd voor lage energieën (kleiner dan 10 GeV).

Het tweede programma is het HDPM¹ interactiemodel dat door Capdevielle werd ontworpen en de botsingen van hoogenergetische (tussen 10 GeV en 100 PeV) hadronen beschrijft. Dit model werd snel aanvaard omdat de resultaten die eruit voortvloeiden sterk overeenstemden met de door deeltjesversnellers gemeten data.

Het derde programma, dat de naam EGS4 (zie ook paragraaf 2.2.5) draagt, simuleerde de elektromagnetische processen van een shower. Op dit moment is de fusie van deze drie programma’s door het steeds toevoegen van nieuwe, experimenteel bepaalde parameters uitgegroeid tot een van de meest gebruikte pakketten voor airshowersimulaties.

2.2.1 Getallengenerator

Aangezien een computer een deterministische machine is, kan deze nooit een reeks van echt willekeurige getallen genereren. Men spreekt dan ook beter van een pseudo-willekeurige getallen-generator die eigenlijk vertrekt van een reeks getallen die uniform verdeeld zijn over een bepaald gebied, meestal tussen 0 en 1. Het is natuurlijk de bedoeling om deze reeks zo lang mogelijk te maken en hierin ligt dan ook de moeilijkheid. CORSIKA gebruikt de generator RANMAR van de CERN-bibliotheek² [22]. Deze generator laat toe simultaan 9×10^8 onafhankelijke rijen met elk een lengte van ongeveer 2×10^{44} getallen te genereren. Daarnaast zijn de snelheid en eenvoudige werking ervan op quasi alle computersystemen grote voordelen van deze FORTRAN-geïmplementeerde³ generator.

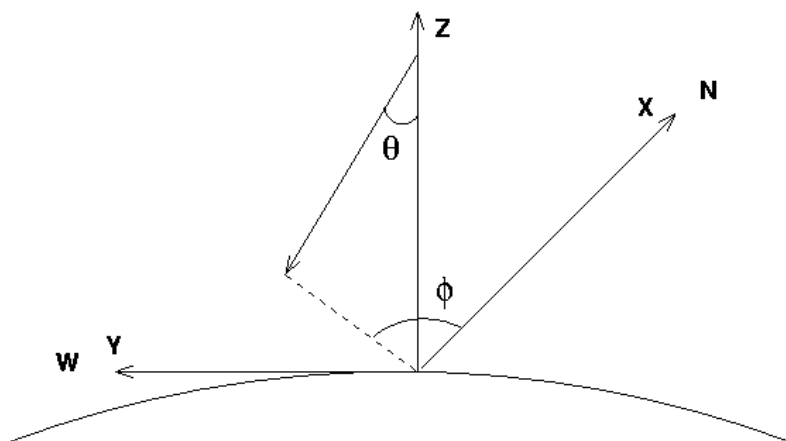
¹HDPM staat voor “Hadronic Dual Parton Model”. Dit model beschrijft, zoals de naam het zegt, de interacties tussen hadronen op quarkniveau.

²Het CERN laboratorium te Genève biedt verschillende wetenschappelijke programma’s aan die voor een breed publiek beschikbaar zijn.

³FORTAN is een van de oudste programmeertalen (eerste release in 1957) die echter nog steeds voor wetenschappelijke doeleinden gebruikt wordt.

2.2.2 Coördinatenstelsel

In CORSIKA wordt algemeen een Cartesisch coördinatenstelsel gebruikt. De oorsprong ervan ligt op de plaats van de observatie (normaalgezien de showerkern) op zeeniveau. De x -as wijst steeds naar het magnetische noorden, de y -as naar het westen en de z -as loodrecht omhoog naar het zenith. De zenith-hoek θ is de hoek van de impulsvector van het beschouwde deeltje met de negatieve z -as, terwijl de azimuthale hoek ϕ wordt gevormd door de projectie van de impulsvector op het aardoppervlak en de positieve x -as. Deze beschreven coördinaten worden ook schematisch weergegeven in Fig. 2.1.



Figuur 2.1: Het vaste coördinatenstelsel dat in alle CORSIKA simulaties gebruikt wordt (figuur gecreëerd door M. Demey voor de onderzoeksgroep Elektromagnetische Interacties te Gent, 2002).

2.2.3 Atmosfeermodel

De atmosfeer bestaat voornamelijk uit de gassen N_2 , O_2 en Ar waarvan de respectievelijke volumefracties gelijk zijn aan 78.1 %, 21.0 % en 0.9 %. De atmosferische dichtheid verandert echter met de hoogte. Dit wordt in CORSIKA gemodelleerd door het beschouwen van vijf lagen, waarbij de dichtheid van de vier onderste lagen een exponentiële afhankelijkheid van de hoogte volgt. Op die manier wordt totale massa $T(h)$ die boven een bepaalde hoogte h in de laag i ligt beschreven door volgende gelijkheid:

$$T(h) = a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i}, \quad i = 1, \dots, 4 \quad (2.1)$$

In de vijfde en bovenste laag daarentegen daalt de massa lineair met de hoogte:

$$T(h) = a_5 - b_5 \cdot \frac{h}{c_5} \quad (2.2)$$

Voor al deze gelijkheden worden de parameters a_i , b_i en c_i zodanig gekozen dat de massa-functie $T(h)$ continu variëert aan de laaggrenzen. Uiteindelijk wordt $T(h)$ gelijk aan nul gesteld voor $h = 112.8$ km, wat in goede benadering overeenkomt met de buitengrens van de atmosfeer.

Aangezien we – om quasi-symmetrische showerontwikkeling en -inval te bekomen – in wat volgt steeds loodrecht invallende primaire deeltjes zullen simuleren, moet geen rekenening gehouden worden met de kromming van de aardatmosfeer. Op die manier kunnen we één van de voorgeprogrammeerde, vlakke CORSIKA-atmosferen gebruiken.

Voor de zuidpool zijn in totaal zes mogelijke atmosfeermodellen beschikbaar, maar bij vergelijkende studies is het uiteraard nodig eenzelfde model voor alle simulaties te kiezen. Omdat de invloed van de atmosfeer op de showervorming boven Antarctica al eerder in Zeuthen (Duitsland) werd onderzocht, heeft de groep wetenschappers rond IceTop in Gent besloten steeds het model van 31 december 1997 te kiezen. De parameters van dit model zijn weergegeven in onderstaande tabel.

Laag i	Hoogte h (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (cm)
1	0...4	-128.601	1139.99	861913.
2	4...10	-39.5548	1073.82	744955.
3	10...40	1.13088	1052.96	675928.
4	40...100	-0.00264960	492.503	829627.
5	>100	0.00192534	1.0	5.8587010×10^9

2.2.4 Magnetisch veld

Het magnetisch veld is een belangrijke factor bij de baanbeschrijving van geladen deeltjes, zodat de afwijking loodrecht op het vlak van de baan van het deeltje in het aardmagnetisch veld in rekening gebracht moet worden. Voor een deeltje met lading Z en impuls $\vec{p}$, dat een pad met lengte l aflegt in een magnetisch veld $\vec{B}$, geldt dat de (kleine) baanafwijking $\vec{\alpha}$ gegeven wordt door de volgende formule:

$$\vec{\alpha} \approx l \cdot Z \cdot \frac{\vec{p} \times \vec{B}}{p^2} \quad (2.3)$$

Voor berekeningen met CORSIKA moet expliciet het magnetisch veld dat heerst op de plaats van observatie in de “inputfile” van de simulatie (zie ook verder) ingevoerd worden. Dit magnetisch veld moet dus op voorhand berekend worden uit de coördinaten van het experiment. Hiervoor wordt steeds het programma Geomag [23] gebruikt, dat voor het magnetisch veld op de zuidpool volgende parameters (in μT) geeft:

$$\begin{aligned}
B_x &= -16.21 \\
B_y &= 0.0 \text{ (per definitie)} \\
B_z &= -52.91
\end{aligned}$$

2.2.5 Interactiemodellen

Het grootste probleem met interactiemodellen voor het simuleren van kosmologische stralen is dat het om processen gaat bij energieën die in de meeste gevallen groter zijn dan diegene die tot nu toe in aardse experimenten gangbaar zijn. De gebruikte theoretische veronderstellingen waarop de modellen zijn gebaseerd, zijn dus dikwijls een extrapolatie van onze huidige kennis bij lage energie naar hogere energieën.

CORSIKA bevat op dit moment zes hoogenergetische (energieën groter dan 80 GeV), hadronische interactiemodellen. Van deze zes modellen wordt voorlopig QGSJET voor het simuleren van airshowers voor de IceTop detector gebruikt. QGSJET staat voor “Quark Gluon String model with JETs” en beschrijft de hadronische interactie met behulp van pomeronen⁴ en mini-jet productie.

Naast deze zes hoogenergetische interactiemodellen zijn in CORSIKA ook drie laagenergetische (energieën kleiner dan 80 GeV), hadronische interactiemodellen beschikbaar. Van deze drie wordt op dit moment enkel Gheisha voor het IceTop project gebruikt. Dit model wordt echter niet verder besproken omdat hiervoor geen specifieke extra parameters in de “inputfiles” van de simulaties worden meegegeven.

Wat elektromagnetische interacties betreft biedt CORSIKA standaard het model EGSJET aan waarvoor twee mogelijke parametrisaties beschikbaar zijn. Deze zijn EGS4 (Electron Gamma Shower system version 4) en NKG (Nishimura Kamata Greisen formula) en kunnen indien gewenst naast mekaar gebruikt worden. Men heeft er echter voor gekozen om de simulaties voor IceTop enkel met behulp van het EGS4-pakket uit te voeren. Dit heeft als voordeel dat veel gedetailleerde informatie (impuls, ruimtecoördinaten, propagatietijd) van alle elektromagnetische deeltjes wordt vrijgegeven, maar daartegenover staat wel dat de simulatietijd lineair stijgt met de primaire deeltjesenergie.

2.2.6 Gebruik en eigen instellingen

Het CORSIKA simulatiepakket – waarvan editie 6.200 voor dit proefwerk werd gebruikt – bevat de mogelijkheid om verschillende versies te installeren. Met het programma CMZ (“Code Management system using Zebra” van CERN) kan men interactief specifieke op-

⁴Pomeronen zijn krachtdragende pseudo-deeltjes die in 1961 werden gepostuleerd om energierelaties bij hadronbotsingen te verklaren.

ties activeren naargelang het experiment waarvoor men het programma wil gebruiken of naargelang welk interactiemodel men verkiest. Zo kan men onder andere kiezen om een programma samen te stellen voor Čerenkov-detectors of grote oppervlakte detectors en kan men bijvoorbeeld één van de zes hoogenergetische, hadronische interactiemodellen (zie paragraaf 2.2.5) op voorhand vastleggen. De files die met het CMZ-programma aangeemaakt werden moeten daarna op gepaste wijze gecompileerd en aan elkaar gelinkt worden om de simulatiesoftware te optimaliseren.

Van zodra de gewenste CORSIKA-versie is samengesteld, laat men het programma rekenen met de extra opties die men inleest via een zogenaamde “inputfile”. Naast het eerder beschreven atmosfeermodel, de correcte waarden van het aardmagnetisch veld en de gewenste interactiemodellen, zijn het soort primaire deeltjes, hun energie en invalrichting, het observatieniveau en de energiegrenzen van de gegenereerde secundaire deeltjes de meest belangrijke fysische parameters die in dit bestand moeten worden opgenomen. Alle andere mogelijke opties worden uitvoerig toegelicht in de handleiding [21] van CORSIKA.

Zoals eerder vermeld zullen we voor dit proefschrift steeds orthogonaal invallende primaire deeltjes beschouwen. Daarnaast ligt het observatieniveau van de secundaire deeltjes voor IceTop op 2835 m boven de zeespiegel en zullen enkel elektronen, positronen en fotonen gesimuleerd worden waarvan de energie minstens 1 MeV bedraagt. Hadronen en muonen moeten een energie hebben die minstens gelijk is aan 50 MeV.

Het is nog belangrijk te vermelden dat men in de “inputfile” ook de optie “Thin Sampling” kan meegeven. Deze optie reduceert de rekentijd van de computer door het probleem van het exponentieel groeiend aantal secundaire showerdeeltjes te omzeilen. Beneden een ingestelde “thinning-energy” T worden dan bijvoorbeeld slechts één tiende van de deeltjes met een energie gelijk aan $T/10$ gevolgd, maar deze deeltjes zullen bij observatie voor tien deeltjes tellen. Op die manier wordt het aantal te volgen secundaire deeltjes ongeveer constant gehouden. Van deze optie werd echter voor de simulaties in kwestie geen gebruik gemaakt, zodat alle gegevens van alle secundaire deeltjes exact berekend werden.

Men kan uiteindelijk zelf beslissen welke informatie tijdens het simuleren naar afzonderlijke, al dan niet binaire bestanden wordt weggeschreven. Om uit deze “output-files” de nodige gegevens te halen, moet zelf een programma (in dit geval in de programmeertaal C++) geschreven worden. Met dit programma kunnen we alle gesimuleerde fysische grootheden in “ROOT-Trees”⁵ ordenen die later uitgelezen of verder geanalyseerd kunnen worden. Bij deze analyse hoort voornamelijk het genereren en interpreteren van verschillende histogrammen, zoals ook duidelijk uit de volgende delen van dit proefwerk zal blijken.

⁵ROOT is een gegevensverwerkingsprogramma dat ontwikkeld werd door het CERN laboratorium. Een “Tree” is letterlijk een boomstructuur waarvan de erin opgeslagen gegevens gemakkelijk kunnen geraadpleegd en vergeleken worden.

2.3 Showeranalyse

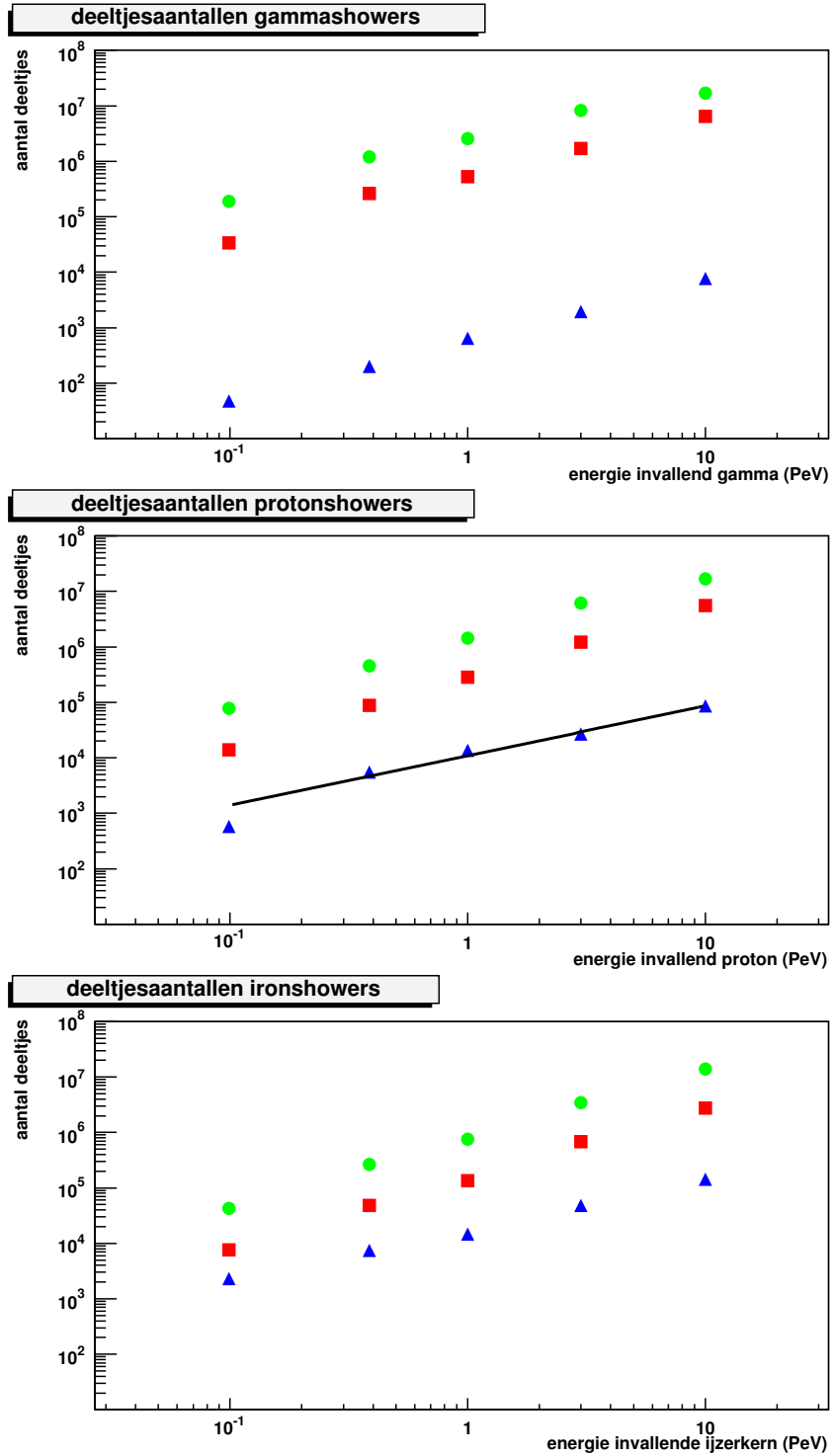
Zoals eerder vermeld zullen in dit proefwerk enkel loodrecht invallende airshowers worden beschouwd, terwijl het type invallende deeltje en zijn energie wel variabel zijn. Voor de deeltjestypes worden hoogenergetische fotonen (gamma's), protonen en ijzernuclei gekozen, terwijl hun energieën bij verschillende waarden tussen 100 TeV en 10 PeV vastgelegd worden. De showereigenschappen die dan met behulp van de simulaties zullen worden bekeken zijn het aantal op aarde invallende secundaire deeltjes, de energiedistributie en laterale distributie van deze secundaire deeltjes en hun zogenaamde “curvature” en “rise-time”. Wat deze begrippen precies inhouden zal in de desbetreffende volgende paragrafen gedetailleerd verduidelijkt worden.

Het is nog belangrijk te vermelden dat zowel de showeranalyse in dit hoofdstuk als de signaalanalyse in het volgende hoofdstuk grotendeels gebaseerd zijn op een artikel [24] dat in 2003 werd gepubliceerd door medewerkers van het Pierre Auger Observatory. Hun onderzoek verliep namelijk volledig in lijn met wat de Gentgroep op dit moment voor de IceTop detector tracht te verwezenlijken, zodat we voor dit proefwerk analoge analysetechnieken kunnen toepassen.

2.3.1 Aantal secundaire deeltjes

Het is vrij evident dat men op de eerste plaats een idee wil krijgen van het aantal gevormde secundaire deeltjes die het aardoppervlak bereiken in functie van het primaire kosmische deeltje en zijn energie. In Fig. 2.2 worden dan ook drie eenvoudige grafieken getoond waarin het aantal secundaire fotonen, elektronen (en positronen) en muonen (zowel μ^+ als μ^-) voor de drie beschouwde types invallende deeltjes en telkens voor vijf verschillende energieën apart worden weergegeven. Deze energieën werden zodanig gekozen dat ze op logaritmische schaal quasi equidistant langs de horizontale as verdeeld zijn.

In tegenstelling tot wat in paragraaf 2.2.6 werd aangegeven, ligt voor deze en volgende paragraaf de minimumenergie van de gesimuleerde secundaire fotonen, elektronen en positronen bij 3 MeV. Daarenboven werd voor de gegenereerde muonen de minimale energie gelijk aan 300 MeV gekozen en werd per invallend kosmisch deeltje en per primaire deeltjes-energie slechts één shower gesimuleerd. Dit alles is een gevolg van het feit dat, vooraleer tot een grondiger analyse over te gaan, eerst een globaal beeld (op vlak van secundaire deeltjesaantallen en energiedistributie) van de door ons beschouwde EAS moest worden gevormd.



Figuur 2.2: Aantal gegenereerde secundaire deeltjes voor drie primaire deeltjes en telkens vijf energieën, gelijk aan 100 TeV, 385 TeV, 1 PeV, 3 PeV en 10 PeV. De groene punten (bol) geven de fotonaantallen, de rode (vierkant) de elektron- en positronaantallen en de blauwe (driehoek) de muonaantallen.

Uit bovenstaande grafieken is onmiddellijk duidelijk dat het aantal secundaire deeltjes sterk stijgt met de primaire deeltjesenergie. Er is bij toenemende energie namelijk meer energie voor de vorming van secundaire deeltjes beschikbaar, die elk afzonderlijk ook meer kinetische energie zullen meedragen.

Op de tweede plaats valt op dat de verhouding van het grote aantal fotonen tot het aantal elektronen en positronen in de drie plots ongeveer een factor tien bedraagt. Het aantal muonen is daarenboven steeds het kleinst, maar neemt bij eenzelfde energie voor verschillende primaire deeltjes merkelijk verschillende waarden aan. Dit is een gevolg van het feit dat in een gammashower bijna uitsluitend elektromagnetische interacties optreden, terwijl in proton- en ironshowers ook hadronische interacties (zie hoofdstuk 1) een grote rol spelen. Deze laatste zorgen voor een toename van het aantal muonen ten koste van het aantal fotonen, elektronen en positronen. Voor een bepaalde energie is het aantal secundaire muonen in een ironshower echter groter dan in een protonshower, omdat een ijzerkern bestaat uit 56 nucleonen in plaats van één en dus een merkelijk grotere (hadronische) werkzame doorsnede⁶ heeft dan een proton.

In lijn met voorgaande vaststellingen is men er op het Pierre Auger Observatory in geslaagd om voor protonshowers (met primaire energieën tussen 5×10^{17} eV en 10^{20} eV) een empirische wet op te stellen die het aantal secundaire muonen in functie van de initiële protonenergie uitdrukt [25]:

$$N_{\mu}^P \propto E^{0.85} \quad (2.4)$$

Door aan onze simulatiedata een gelijkaardige machtswet te fitten, kunnen we controleren of de muonaantallen van de zelf gegenereerde protonshowers ook aan een dergelijke machtswet voldoen. In overeenkomst met de zwarte curve (een rechte als gevolg van de logaritmische schaal) in Fig. 2.2 levert deze fit volgende uitdrukking:

$$N_{\mu}^P = 5478.05 \times E^{0.89366} \quad (2.5)$$

Ondanks het verschil in energiebereik tussen de eigen simulaties en de Auger-data, kan men hierbij toch besluiten dat voor beide gevallen een analoge machtswet geldig is. Enkel het aantal muonen van de 100 TeV protonshower lijkt immers beduidend van de gefitte curve af te wijken.

Wat ook aan de hand van Fig. 2.2 kan worden ingezien, is dat het totale aantal secundaire deeltjes voor gammashowers steeds groter is dan voor protonshowers, die voor een bepaalde invalsenergie op hun beurt meer deeltjes lijken te genereren dan ironshowers. Deze vaststelling kan opnieuw verklaard worden door te verwijzen naar de aard van de optredende

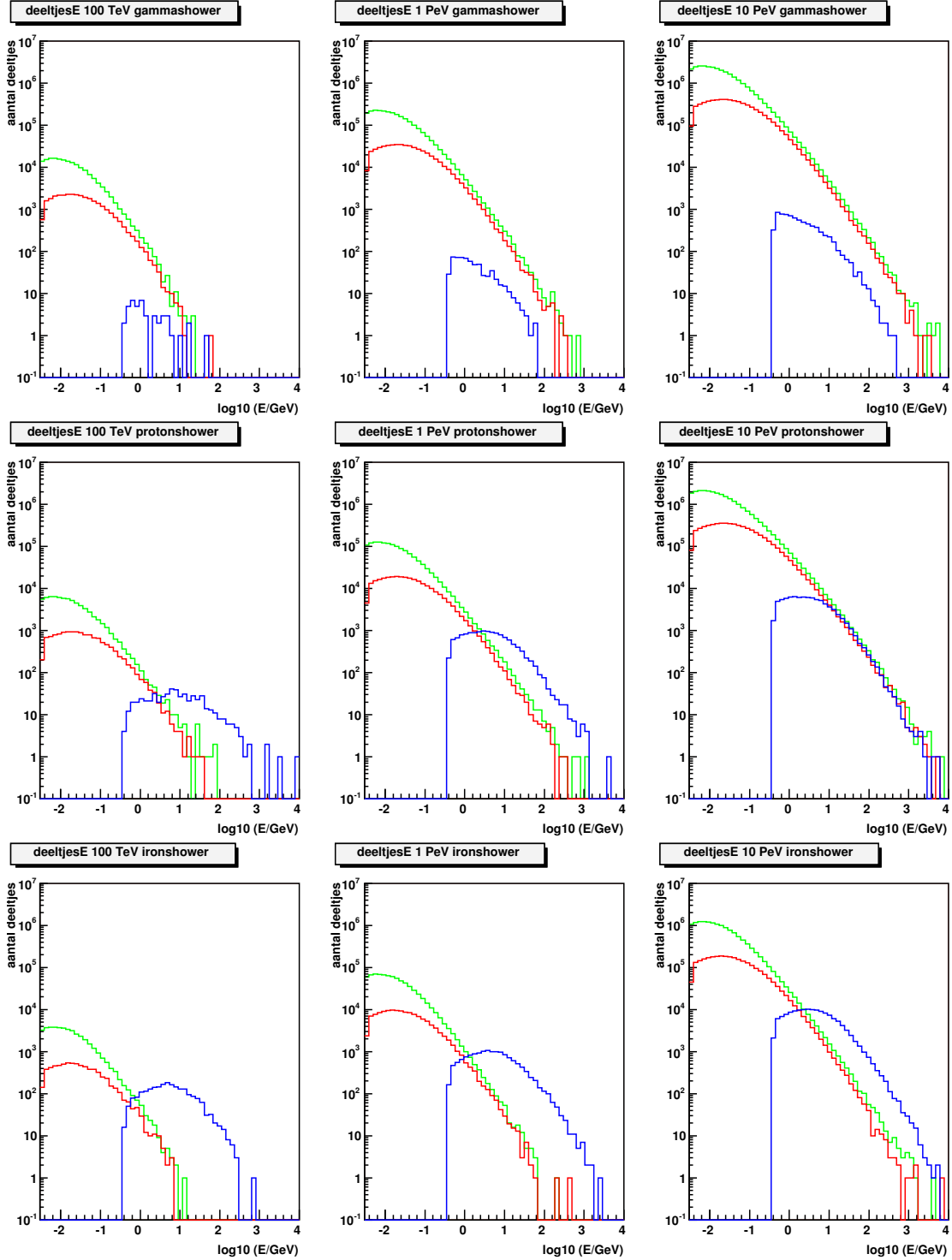
⁶De werkzame doorsnede σ van een reactie is een maat voor de waarschijnlijkheid van die reactie. Deze is voor hadronen in het beschouwde energiegebied evenredig met de deeltjesenergie en wordt in de stralingsfysica uitgedrukt in barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$) [20].

interacties. In proton- en ironshowers zorgen de hadronische interacties namelijk voor het creëren van relatief zware hadronen, zodat merkkelijk minder energie voor de productie van grote aantallen elektromagnetische deeltjes – zoals voor gammashowers het geval is – overblijft.

2.3.2 Energiedistributie

Naast de abundantie van de secundaire deeltjes willen we natuurlijk ook meer te weten komen over hun energiedistributie op het moment dat ze op het aardoppervlak invallen. Om deze parameter nader te onderzoeken werden – voor drie types primaire deeltjes en drie deeltjesenergieën – in totaal negen ééndimensionale histogrammen gecreëerd waarin het aantal gegenereerde secundaire deeltjes wordt geplot in functie van hun energie (zie Fig. 2.3). Voor de grafieken in kwestie werd net zoals in voorgaande telkens een dubbello-garitmische schaal gebruikt. Op die manier kunnen zeer grote en zeer kleine hoeveelheden deeltjes enerzijds en zeer hoge en zeer lage energieën anderzijds gemakkelijkst met elkaar vergeleken worden.

Zoals reeds in voorgaande paragraaf aangegeven, ligt de minimumenergie van de voor dit deel gesimuleerde secundaire fotonen, elektronen en positronen bij 3 MeV. Vandaar dat ook in de histogrammen op onderstaande figuur de ondergrens van de horizontale as aan deze energie werd gelijkgesteld. De bovengrens van de energie ligt bij 10 TeV, omdat voorbij deze waarde geen deeltjes meer werden waargenomen.



Figuur 2.3: Energiedistributie van secundaire deeltjes voor 100 TeV, 1 PeV en 10 PeV showers op dubbellogaritmische schaal. De groene curve geeft steeds het aantal fotonen, de rode het aantal elektronen en positronen en de blauwe het aantal muonen.

Wanneer we de energiedistributie van de secundaire deeltjes per type invallende deeltje bekijken (rij per rij), vinden we onmiddellijk een bevestiging van de resultaten uit de voorgaande paragraaf terug. Voor toenemende primaire energie stijgt namelijk het aantal secundaire deeltjes in sterke mate. We kunnen uit bovenstaande histogrammen echter een aantal aanvullende showereigenschappen afleiden.

Op de eerste plaats valt op dat – zoals bij Fig. 2.2 verondersteld maar niet aangetoond – voor hogere primaire energieën ook secundaire deeltjes met hogere energieën gevormd worden. Voor de 10 PeV showers lopen de waarden van deze secundaire energieën zelfs op tot 10 TeV. Dit is gelijk aan een duizendste van de primaire energie, terwijl voor deze showers in totaal bijna 10^8 deeltjes gegenereerd worden. Deze verhouding is voor 100 TeV en 1 PeV proton- en ironshowers echter nog groter. In de 100 TeV protonshower werd bijvoorbeeld ook een muon gegenereerd met een energie van 10 TeV, maar men moet hier wel bij vermelden dat het om één specifieke shower gaat en dit gebeuren eerder uitzondering dan regel is.

Daarnaast kan worden opgemerkt dat voor de drie types primaire deeltjes bij lage secundaire energieën het aantal fotonen ongeveer tien maal groter is dan het aantal elektronen en positronen, terwijl beide aantallen min of meer gelijk worden naarmate grotere secundaire deeltjesenergieën worden beschouwd. Het is dan ook logisch dat elektronen en positronen over de gehele shower gemiddeld een hogere energie zullen hebben dan fotonen. De muonen hebben echter overduidelijk een nog hogere gemiddelde energie dan de andere secundaire deeltjes die op de plots zijn weergegeven. Deze krijgen bij hun productie veel initiële energie mee en hebben een rustmassa die ongeveer 207 keer groter is dan die van het elektron of positron, zodat ze minder energie afstaan in de atmosfeer en dus hun hoge energie behouden.

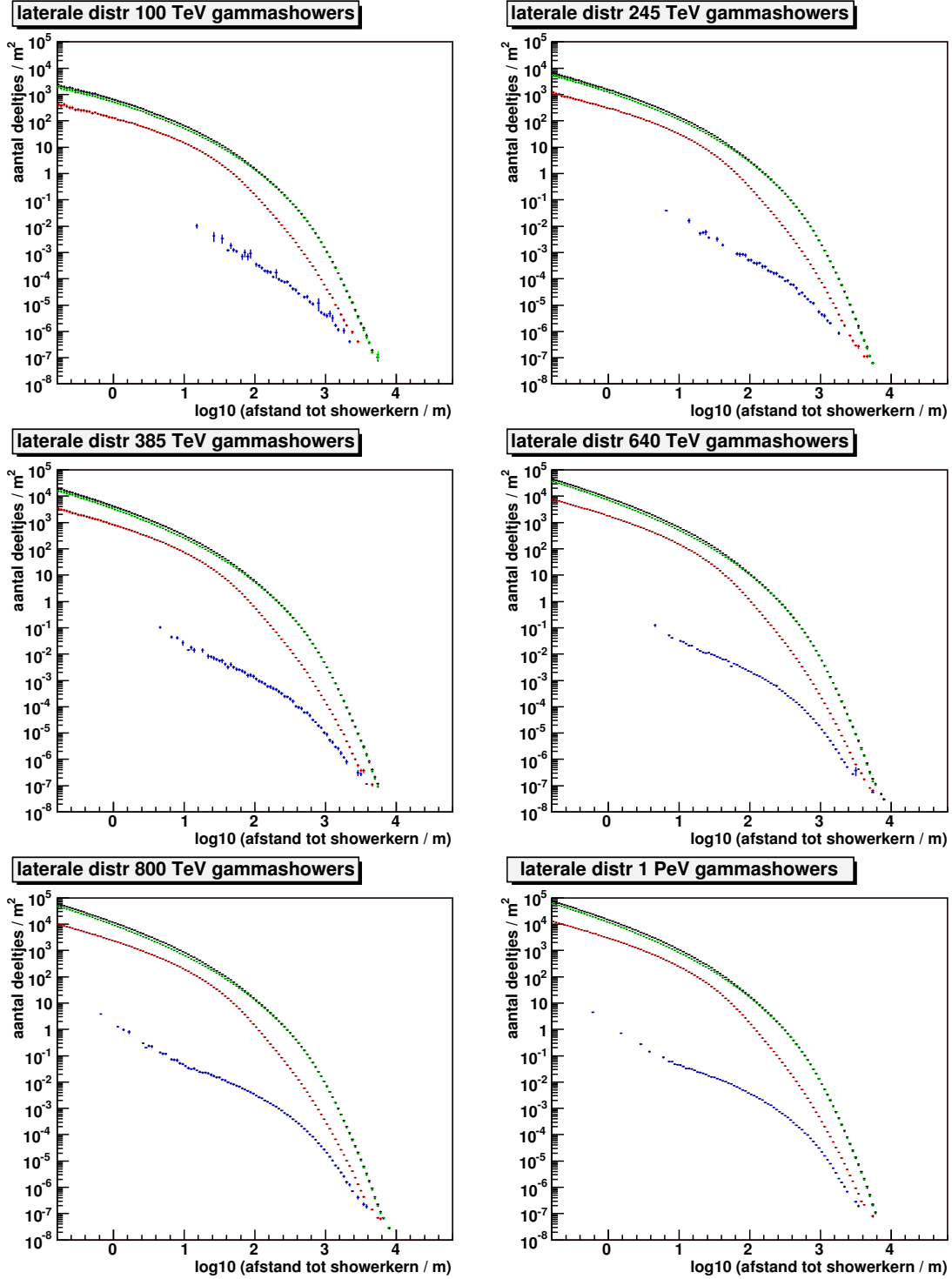
Als we bovenstaande figuur expliciet per invallende deeltjesenergie bekijken (kolom per kolom), blijkt net zoals in voorgaande paragraaf duidelijk dat de muonproductie sterk afhankelijk is van het primaire deeltjestype. Ook in de hier beschouwde histogrammen valt op dat het genereren van muonen – met dus hogere energieën – ten koste van de energieën en aantallen van de andere secundaire deeltjes gebeurt.

Voor alle duidelijkheid moet nog worden vermeld dat in alle volgende plots opnieuw de minimale energiewaarden worden gehanteerd die in paragraaf 2.2.6 werden opgegeven. Uit Fig. 2.3 blijkt dan ook duidelijk dat de deeltjesaantallen bij de hier gebruikte energie-minima al zeer grote waarden aannemen, zodat voor het vervolg logischerwijze beter met kleinere waarden wordt gewerkt.

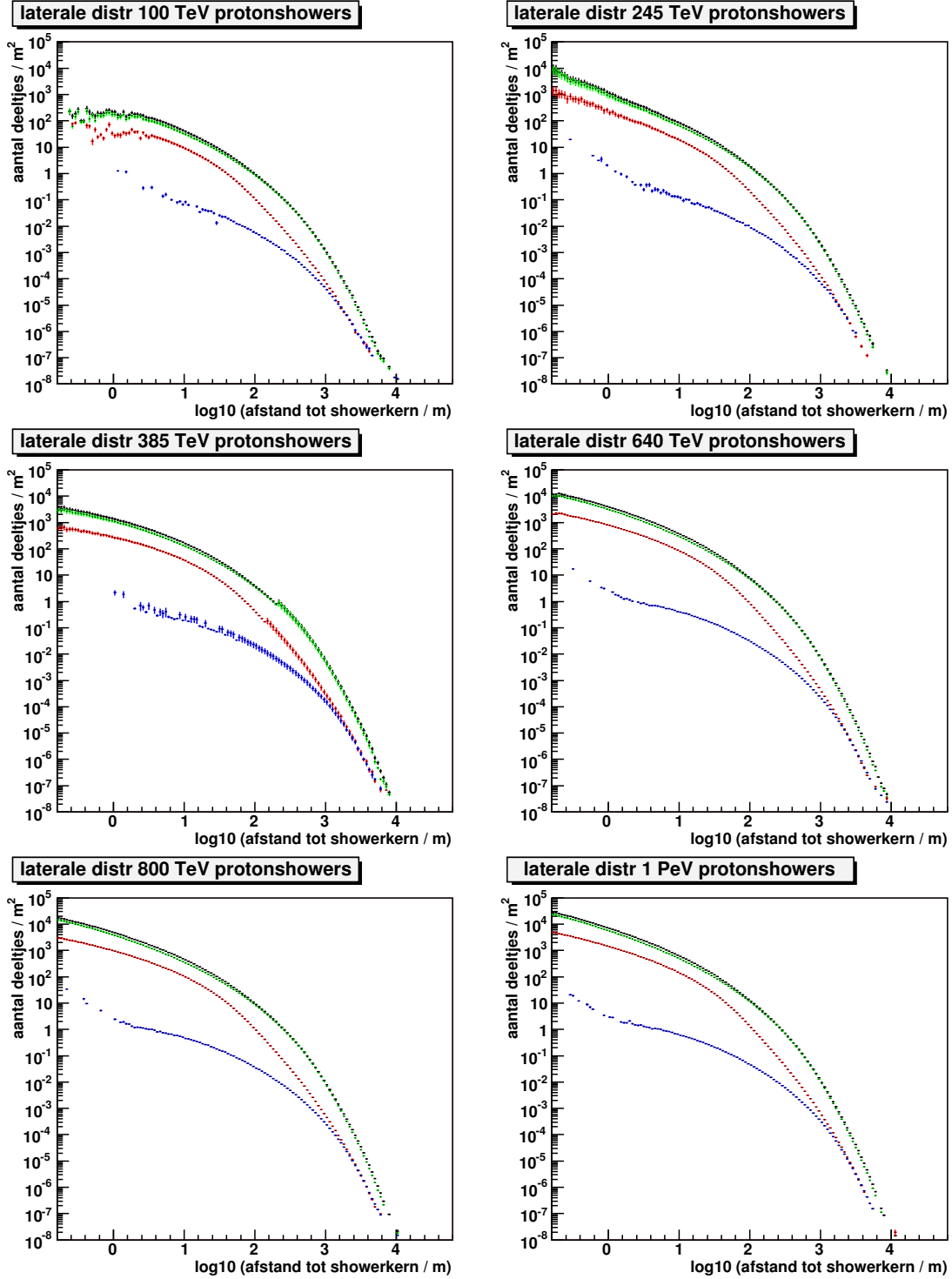
2.3.3 Laterale distributie

Het is in deze paragraaf de bedoeling de laterale distributie van gamma-, proton- en iron-showers in detail te bekijken. Voor het berekenen van de laterale distributie, telt men – voor elk type afzonderlijk – het aantal gegenereerde secundaire deeltjes dat in een bepaald straalinterval rond de showerkern op aarde terechtkomt en deelt men dit aantal door de oppervlakte van de beschouwde ring. Zo bekomt men (als gevolg van de orthogonale inval) een axiaalsymmetrisch beeld van het aantal secundaire deeltjes per oppervlakte-eenheid. In onderstaande Fig. 2.4, 2.5 en 2.6 werd deze laatste parameter dan ook op dubbellogaritmische schaal ten opzichte van de afstand tot de showerkern (met bovengrens op ongeveer 60 km) uitgezet.

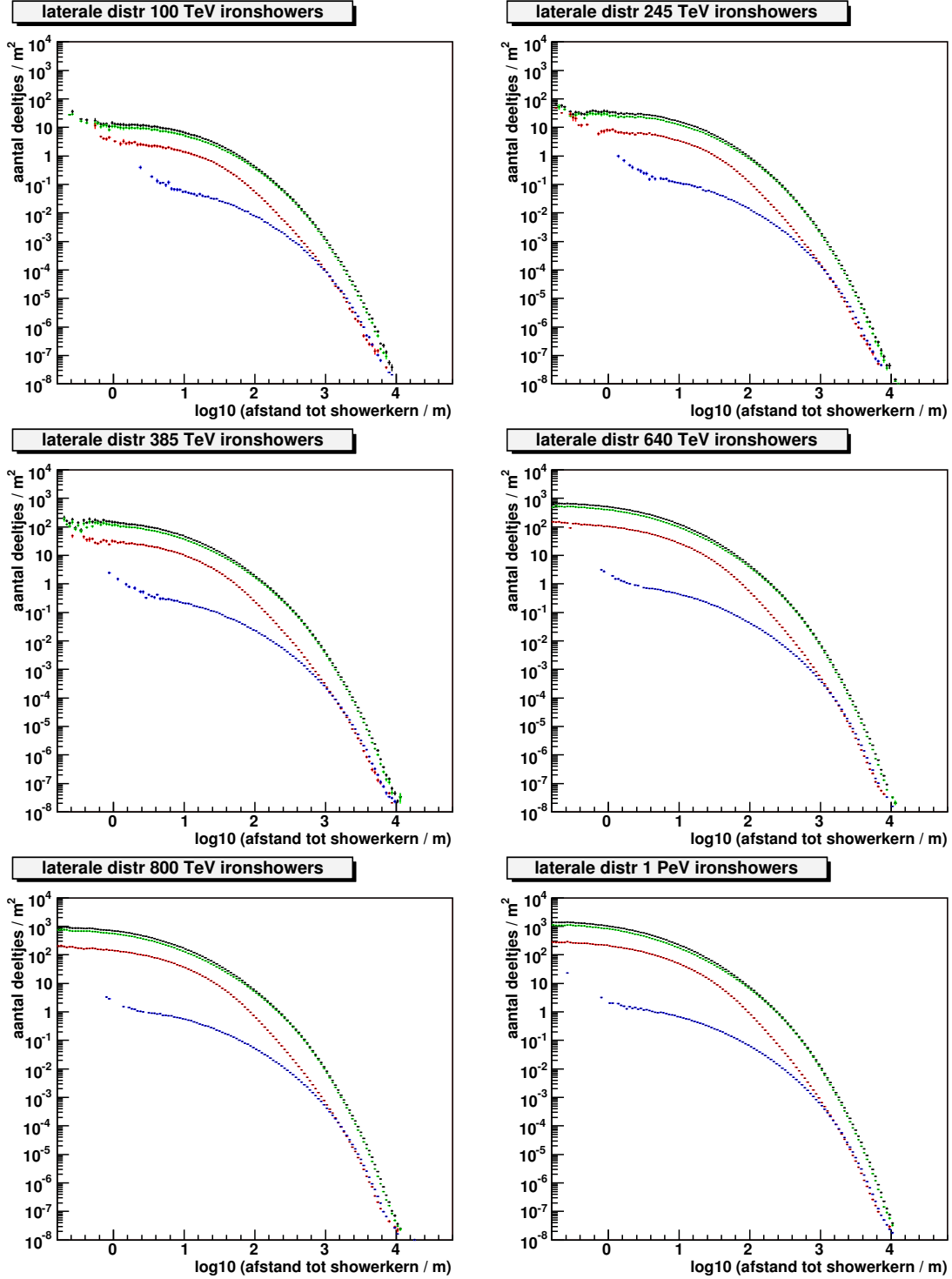
In wat volgt zullen per primair deeltje steeds zes showerenergieën worden beschouwd die op logaritmische schaal homogeen tussen 100 TeV en 1 PeV verdeeld liggen. Op die manier worden (voorlopig althans) showers met hogere energieën vermeden, zodat bij het simuleren veel rekentijd kan bespaard worden. Voor het genereren van onderstaande histogrammen werden immers per primair deeltje en per primaire energie 25 showers gesimuleerd. Omdat dit aantal vrij groot is en de variaties op meerdere simulaties van eenzelfde shower relatief beperkt blijven, zijn de foutenvlaggen op de gemiddeldes algemeen zeer klein [4]. Voor de fout werd namelijk – zoals in de statistiek gebruikelijk is – de verhouding van de standaarddeviatie van de observabele tot de wortel van het aantal showers genomen.



Figuur 2.4: Laterale distributie voor gammashowers met zes verschillende primaire energieën. Het totaal aantal deeltjes wordt in het zwart weergegeven. Verder staat groen voor fotonen, rood voor elektronen en positronen en blauw voor muonen.



Figuur 2.5: Laterale distributie voor protonshowers met zes verschillende primaire energieën. Het totaal aantal deeltjes wordt in het zwart weergegeven. Verder staat groen voor fotonen, rood voor elektronen en positronen en blauw voor muonen.

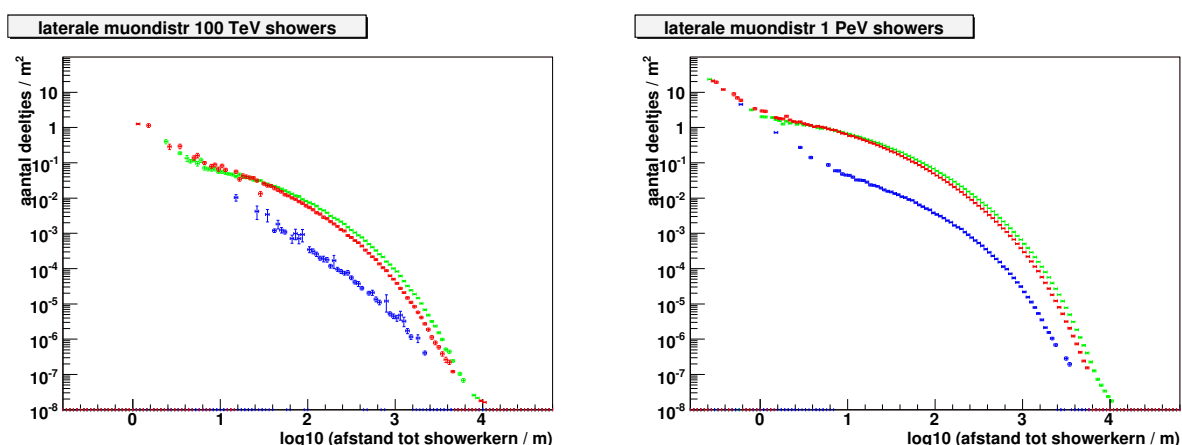


Figuur 2.6: Laterale distributie voor ironshowers met zes verschillende primaire energieën. Het totaal aantal deeltjes wordt in het zwart weergegeven. Verder staat groen voor fotonen, rood voor elektronen en positronen en blauw voor muonen.

Uit de bovenstaande histogrammen kunnen duidelijk enkele showerkenmerken in verband met secundaire deeltjesaantallen afgeleid worden die ook in voorgaande paragrafen werden besproken. We zullen hier echter enkel ingaan op fysische inzichten over EAS die niet in één van de voorgaande delen behandeld werden.

Zoals ook onmiddellijk in de laterale distributies opvalt, is het evident dat het aantal secundaire deeltjes dat op het aardoppervlak terechtkomt afneemt naarmate men op grotere afstand van het showercentrum gaat meten. Deeltjes die ver van de showerkern invallen hebben immers een langere weg door de atmosfeer moeten afleggen en ondergingen dus algemeen een groter aantal verstrooiingsreacties dan deeltjes die nabij het showercentrum neerkomen. Het is zelfs zo dat op ruwweg 10 km van de showerkern de verschillende deeltjesaantallen steeds naar eenzelfde punt lijken te convergeren. De oorzaak hiervan ligt bij de enorm kleine dichtheden die op deze afstanden worden bereikt en het logaritmische karakter van de horizontale as die ervoor zorgt dat steeds grotere afstandsintervallen als één bin worden beschouwd.

Veruit de belangrijkste nieuwe showereigenschap die uit de laterale distributieplots kan afgeleid worden, bestaat uit de vaststelling dat voor eenzelfde primaire energie het aantal muonen op een bepaalde afstand tot de showerkern drastisch verschilt voor gammashowers enerzijds en proton- en ironshowers anderzijds. Om dit verschil nog duidelijker aan te tonen, wordt in Fig. 2.7 voor de uiterste initiële deeltjesenergieën expliciet de vergelijking tussen de laterale muondistributies gemaakt. Voor de tussenliggende primaire energieën verlopen deze histogrammen immers geheel analoog.



Figuur 2.7: Laterale muondistributies voor 100 TeV en 1 PeV showers. De blauwe curve is afkomstig van gammashowers, de rode van protonshowers en de groene van ironshowers.

Aan de hand van alle voorgaande kunnen we hier in navolging van de conclusies van het Pierre Auger Observatory [24] reeds besluiten dat het tellen van het aantal muonen op een bepaalde afstand van de showerkern ons op detectieniveau kan toelaten een onderscheid te maken tussen gammashowers en proton- of ironshowers. Deze methode blijkt zonder andere analysetechnieken echter nutteloos, aangezien bij showerdetectie de primaire deeltjesenergie en de positie van de showerkern onbekende grootheden zijn.

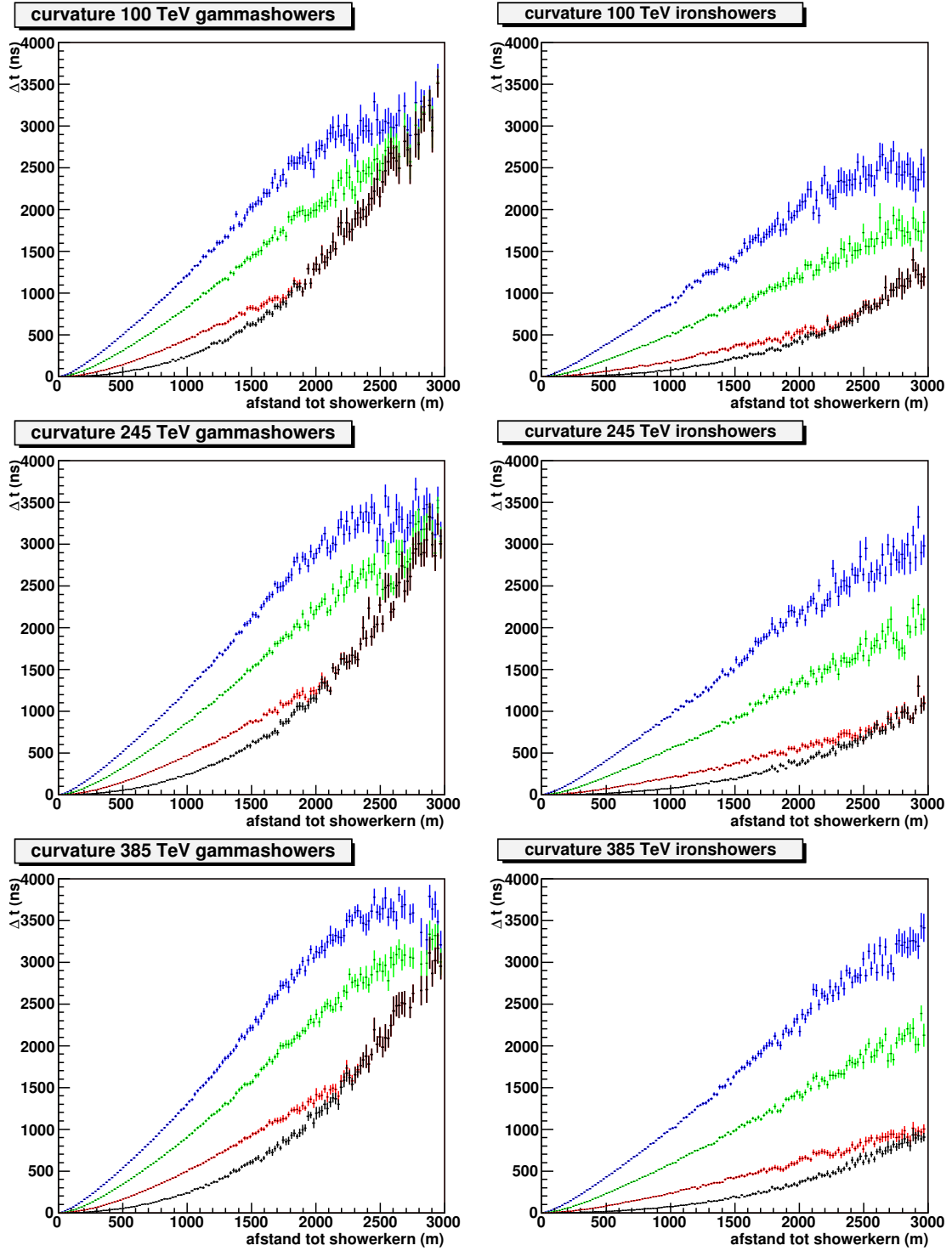
2.3.4 Curvature en risetime

De “curvature” en “risetime” van een EAS zijn in feite twee showerkarakteristieken die volledig los staan van alle voorgaande bestudeerde eigenschappen. De curvature wordt gedefinieerd als het tijdstip ten opzichte van het allereerst invallende deeltje waarop een bepaalde fractie van het totaal aantal deeltjes op een bepaalde afstand van het showercentrum op het aardoppervlak is neergekomen. De risetime wordt dan berekend door twee verschillende curvaturetijden van elkaar af te trekken zodat men een idee krijgt van de zogeheten “showerdikte”.

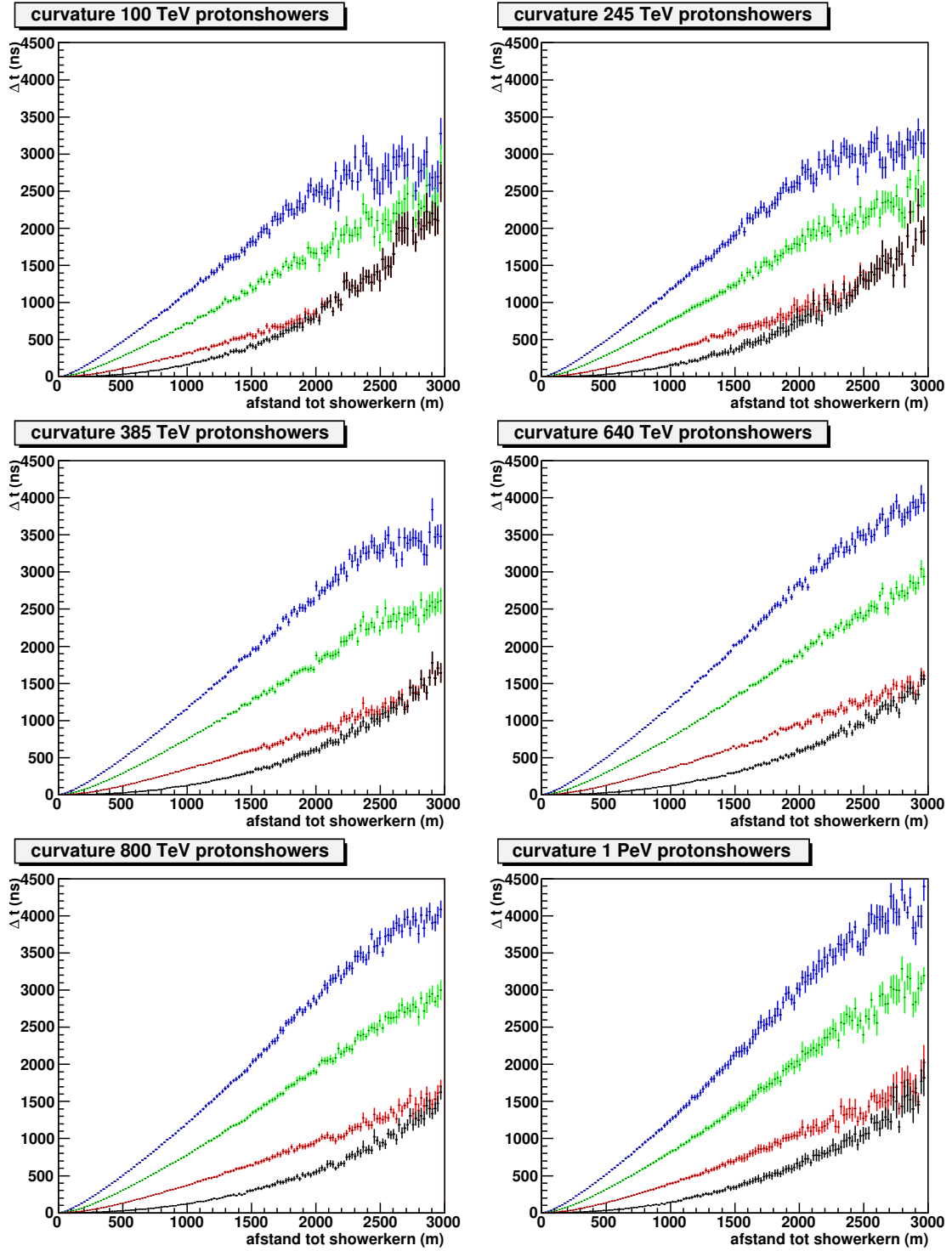
In Fig. 2.8 en 2.9 worden de gemiddelde curvatures (van opnieuw telkens 25 showers) T_0 , T_{10} , T_{50} en T_{80} ⁷ voor drie primaire deeltjestypes met verschillende energieën getoond. Enkel voor protonen worden echter dezelfde zes energieën als in voorgaande paragraaf weergegeven, omdat later de detectorsimulaties enkel met protonenshowers zullen uitgevoerd worden (zie hoofdstuk 3). De gamma- en ironcurvatures werden voor de volledigheid van de showeranalyse wel nog voor de drie laagste primaire energieën – die logischerwijze de kleinste rekentijd in beslag namen – gegenereerd.

Merk nog op dat de curvatures – en later ook risetimes – “slechts” tot op 3km van de showerkern worden bekeken. Voor grotere afstanden wordt het aantal deeltjes per afstand-interval namelijk zodanig klein dat de foutenvlaggen in de histogrammen te groot worden. Daarenboven worden voor het vervolg van de shower- en signaalanalyse in Fig. 2.10 de curvaturetijden van de 100 TeV protonshowers opnieuw geplot, waarbij in detail naar centrumafstanden kleiner dan 1 km wordt gekeken.

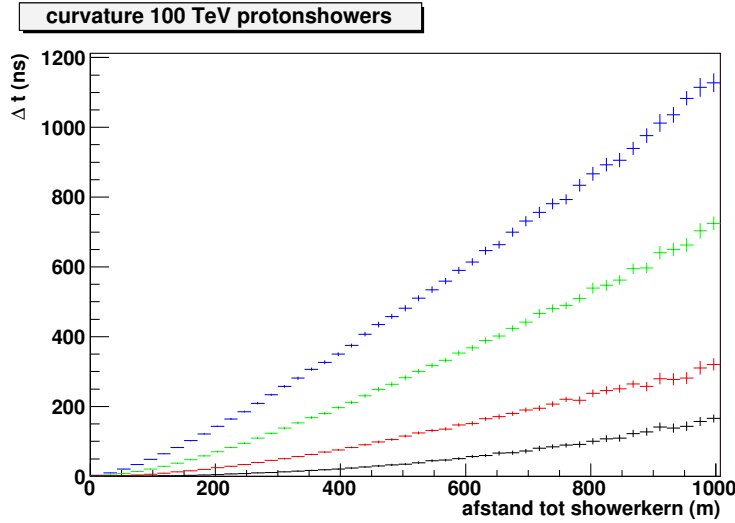
⁷Voor een bepaalde curvature T_x staat x voor het percentage van de reeds ingevallen secundaire deeltjes. T_0 komt dan overeen met het tijdstip waarop het eerste deeltje binnen een bepaald afstandsinterval op het aardoppervlak invalt.



Figuur 2.8: Curvatures van gamma- en ironshowers voor primaire energieën gelijk aan 100 TeV, 245 TeV en 385 TeV. De zwarte, rode, groene en blauwe curve geven respectievelijk de curvatures T_0 , T_{10} , T_{50} en T_{80} weer.



Figuur 2.9: Curvatures van protonshowers voor primaire energieën gelijk aan 100 TeV, 245 TeV, 385 TeV, 640 TeV, 800 TeV en 1 PeV. De zwarte, rode, groene en blauwe curve geven respectievelijk de curvatures T_0 , T_{10} , T_{50} en T_{80} weer.



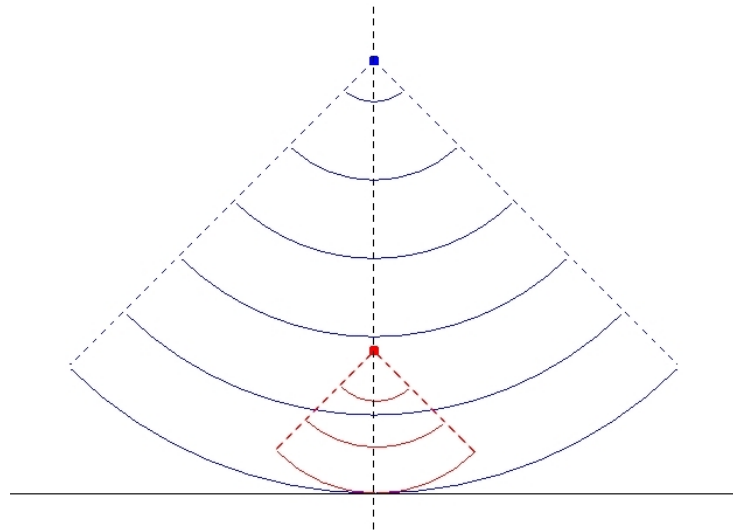
Figuur 2.10: Vergroting van de curvatures met centrumafstanden kleiner dan 1 km voor 100 TeV protonshowers. De zwarte, rode, groene en blauwe curve geven respectievelijk de curvatures T_0 , T_{10} , T_{50} en T_{80} weer.

Vooraleer naar de risetimes over te gaan, kan toch al één en ander uit bovenstaande histogrammen worden afgeleid. Het valt immers op dat er voor initiële energieën gelijk aan 100 TeV, 245 TeV en 385 TeV een wezenlijk verschil bestaat tussen de gemiddelde curvatures van gammashowers enerzijds en proton- en ironshowers anderzijds. Daarnaast kan men hier al vaststellen dat voor eenzelfde primaire deeltjestype de curvatures meer in de tijd verspreid worden (hoofdzakelijk stijgende T_{50} en T_{80}) naarmate de energie van het invallende deeltje toeneemt. Tenslotte lijkt voor alle (minder energetische) showers een duidelijke afvlakking van de curvature ver van de showerkern op te treden, die bovendien afhankelijk is van de in de “inputfile” vastgelegde secundaire energiminima (resultaat van A. Van Overloop van de onderzoeksgroep Elektromagnetische Interacties te Gent, 2006). Voor al deze bemerkingen moet uiteraard een plausibele verklaring worden gezocht.

Het opvallende verschil in curvatures tussen gammashowers en hadronische showers kan in eerste instantie begrepen worden door opnieuw naar hun respectievelijke werkzame doorsneden te verwijzen (zie paragraaf 2.3.1). Men verwacht immers dat hoogenergetische gamma's de atmosfeer gemiddeld dieper zullen binnendringen dan hadronen met dezelfde energie die veel gemakkelijker met de luchtmoleculen interageren. In Fig. 2.11 wordt dan ook getoond hoe een grotere indringdiepte tot stijlere curvatures aanleiding geeft.

Op analoge manier is het mogelijk om het kleine verschil in curvatures tussen proton- en ironshowers te verklaren. Een proton is namelijk een nucleon dat bij inval met een bepaalde energie E als één deeltje kan beschouwd worden, terwijl een ijzerkern met dezelfde

energie eerder als een pakketje van 56 nucleonen moet worden gezien. Deze gebundelde nucleonen hebben uiteraard een grotere werkzame doorsnede dan het overeenkomstige proton en dragen bovendien elk slechts een fractie (gemiddeld gelijk aan $1/56$) van de totale energie met zich mee. Op die manier ontwikkelt een ironshower zich algemeen niet alleen hoger maar ook sneller in de atmosfeer. Met “sneller” wordt dan bedoeld dat voor een ijzerkern beduidend minder interacties nodig zijn om de invalsenergie over een groot aantal deeltjes met kleinere energieën te verspreiden.



Figuur 2.11: Schematische voorstelling van twee loodrecht invallende EAS die op verschillende hoogte in de atmosfeer interageren. Het is duidelijk dat de rode shower op grondniveau sterker gekromd is dan de blauwe die hoger in de atmosfeer begonnen was.

Om bovenstaande redenering te verifiëren, werd voor de 100 TeV en 385 TeV simulaties telkens in 25 “output-files” de hoogte x (ten opzichte van het observatieniveau) van de eerste interactie van het invallende kosmische deeltje met de aardatmosfeer opgezocht. De gemiddeldes hiervan (steeds in meter) worden samen met hun standaardfout weergegeven in onderstaande tabel.

deeltjestype	$\bar{x}$ bij 100 TeV	$\sigma/\sqrt{n}$	$\bar{x}$ bij 385 TeV	$\sigma/\sqrt{n}$
gamma	27980	2054	28140	2124
proton	22490	2188	26390	2380
ijzerkern	33330	1177	35570	1451

Hoewel – door de niet-verwaarloosbare hoogtevariatie binnen eenzelfde showertype – de fouten op de interactiehoogtes relatief groot zijn, kan men aan de hand van de gegeven tabel met de nodige voorzichtigheid toch al één en ander besluiten. Als we bijvoorbeeld eerst de gemiddelde interactiehoogtes van de ijzernuclei ten opzichte van de andere twee primaire deeltjestypes bekijken, kunnen we stellen dat deze in overeenkomst zijn met de gepostuleerde fysische modellen. Een vergelijking van de gamma- en protoninteractiehoogtes leert ons echter dat deze modellen de realiteit niet volledig correct beschrijven. We verwachten daarom dat nog één of meerdere andere fenomenen de showerkromming bepalen. Dit zou dan ook uit de verdere analyse in dit proefwerk moeten blijken.

Merk op dat bovenstaande redenering wel een sluitende verklaring geeft voor het minder opvallende curvatuureverschil tussen showers die van eenzelfde initiële deeltje met verschillende energieën afkomstig zijn. Zoals eerder vermeld stijgt de werkzame doorsnede namelijk met de deeltjesenergie, zodat – nu wel in goede overeenstemming met de resultaten uit de tabel – het kosmische deeltje gemiddeld hoger in de atmosfeer interageert.

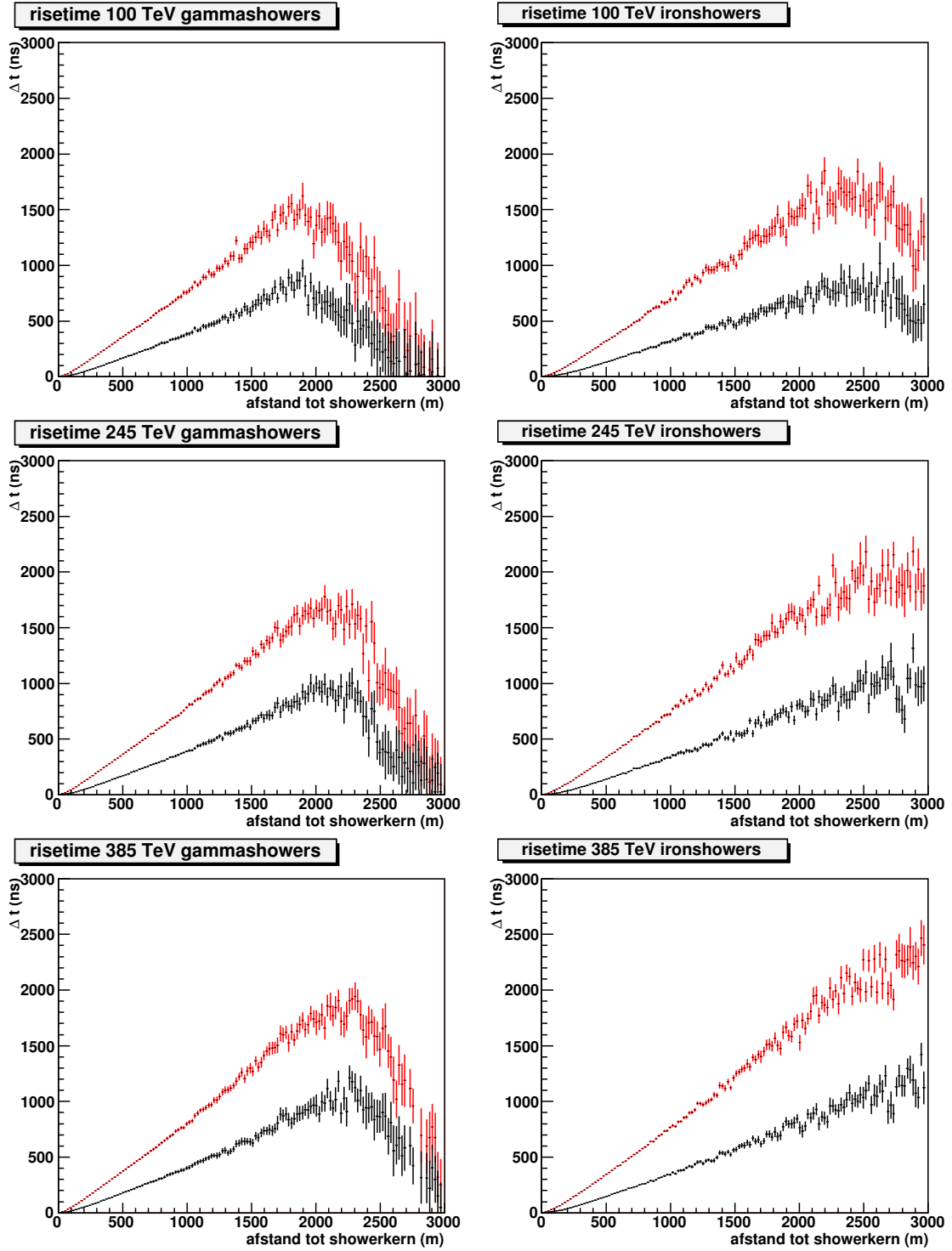
Op de tweede plaats willen we de afvlakking van de curvatures op grote afstand van het showercentrum verklaren. Dit kan eenvoudigst door opnieuw de histogrammen met laterale distributies uit voorgaande paragraaf in acht te nemen. Daaruit bleek namelijk dat de deeltjesdichtheden ver van de showerkern zeer kleine waarden aannamen. Hoewel de horizontale assen in de plots met curvatures niet dezelfde bovengrens als de distributieplots bereiken, kunnen we toch stellen dat de secundaire deeltjesaantallen op grotere afstanden van het showercentrum zodanig klein worden dat ook de eruit berekende showerdikte (steeds in de tijd) merkbaar zal afnemen. De curvatures tijden worden immers gedefiniëerd aan de hand van fracties van het totale aantal deeltjes (zie begin van deze paragraaf). Aangezien het hier om fysische deeltjes gaat, worden deze fracties echter expliciet gelijkgesteld aan één indien de initiële waarde ervan kleiner is dan één. Op die manier zullen bijvoorbeeld de T_0 en T_{10} curvatures samenvallen van zodra op een bepaalde afstand tot de showerkern slechts tien deeltjes op het aardoppervlak terechtkomen.

Het is in lijn met deze uiteenzetting uiteraard logisch dat voor kosmische deeltjes met hogere energieën de T_{50} en T_{80} curvatures tijden merkbaar zullen stijgen. Vermits bij grotere initiële energieën meer deeltjes (per afstandsinterval) geproduceerd worden, zal de afvlakking van de curvatures immers verder van de showerkern aanvangen. De showerdikte zal met andere woorden op een bepaalde afstand van het centrum groter zijn dan voor lagere energieën. Dit is voor protonshowers dan ook duidelijk zichtbaar in Fig. 2.9.

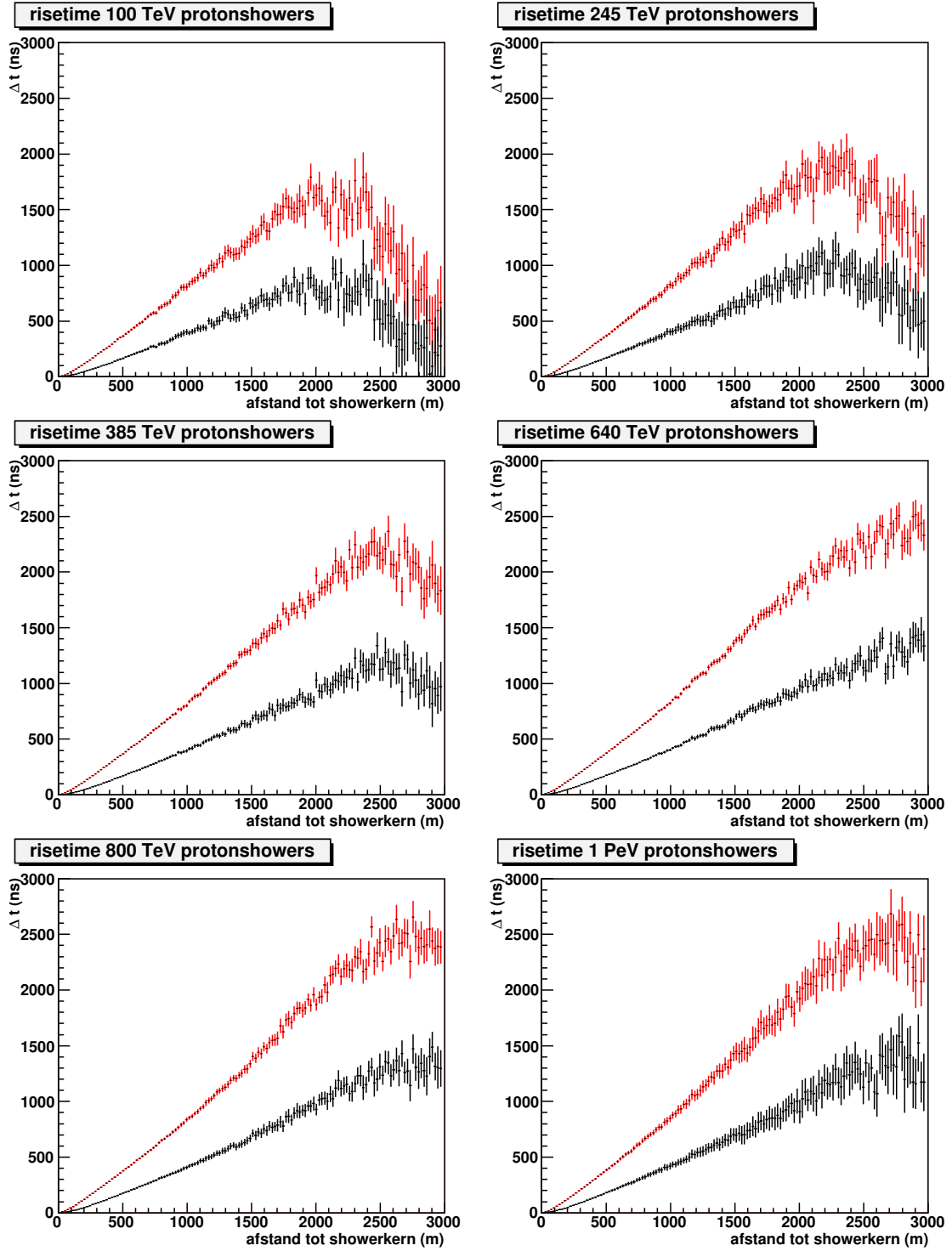
Voor dezelfde primaire deeltjestypes, deeltjesenergieën en aantallen showers als de curvaturesimulaties, worden in Fig. 2.12 en 2.13 – voor de volledigheid wordt in Fig. 2.14 opnieuw een vergroting van de 100 TeV protonshowercurves getoond – verschillende risetimes weergegeven. Deze werden door middel van de eerder bepaalde curvatures gedefiniëerd

als $T_{50} - T_{10}$ en $T_{80} - T_{10}$, verdeeld over dezelfde afstandsintervallen ten opzichte van het showercentrum. Men maakt hierbij gebruik van T_{10} in plaats van T_0 als ondergrens, omdat op die manier de statistische fluctuaties op de fysische parameters van de eerst aankomende deeltjes, die echter door het uitmiddelen zelfs in Fig. 2.10 zo goed als niet meer zichtbaar zijn, min of meer worden omzeild.

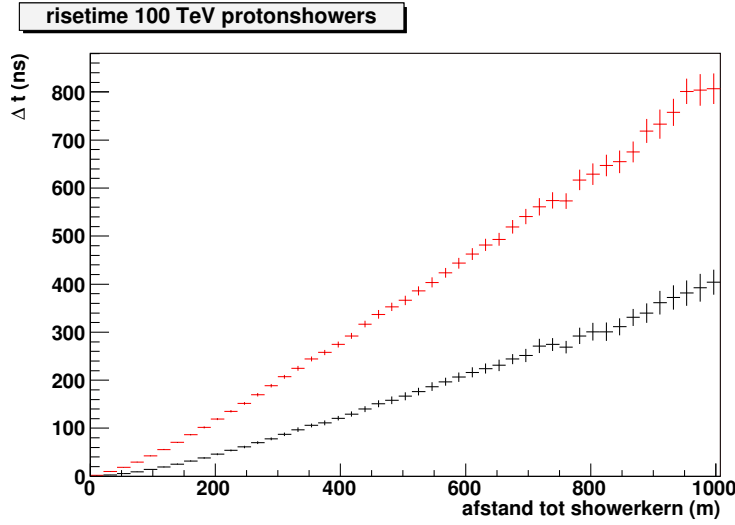
Hier moet nog worden opgemerkt dat voor het berekenen van de foutenvlaggen van de risetimes eenvoudigweg de kwadratische som van de foutenvlaggen van de respectievelijke curvatures werd genomen. Er werd dus geen rekening gehouden met eventuele correlatiefactoren tussen de fouten van beide curvatures in kwestie.



Figuur 2.12: $T_{50} - T_{10}$ (zwart) en $T_{80} - T_{10}$ (rood) voor gamma- en ironshowers bij drie verschillende primaire energieën.



Figuur 2.13: $T_{50} - T_{10}$ (zwart) en $T_{80} - T_{10}$ (rood) voor protonshowers bij zes verschillende primaire energieën.

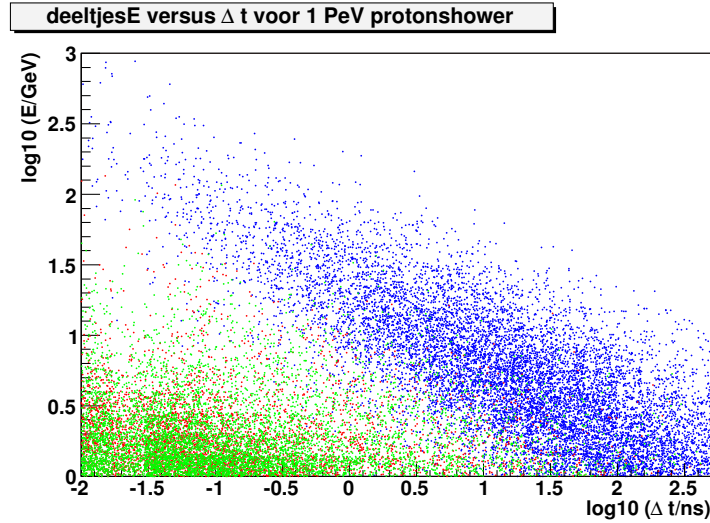


Figuur 2.14: Vergroting van de risetimes met centrumafstanden kleiner dan 1 km voor 100 TeV protonshowers . De zwarte en rode curve geven respectievelijk de risetimes $T_{50} - T_{10}$ en $T_{80} - T_{10}$ weer.

In de histogrammen met risetimes zijn uiteraard de showerdiktes en afvlakkingen van de curvatures gemakkelijk zichtbaar. Het begrip showerdikte is namelijk geheel equivalent met een bepaalde risetime in het histogram, zodat de afvlakking aanvangt op het punt waar de risetime zijn hoogste waarde bereikt. Daartegenover staat wel dat door het nemen van een verschil van twee curvatures in bovenstaande grafieken met risetimes de helling van de curvatures niet meer zichtbaar is.

Uit de voorgaande figuren kan nog een belangrijke showereigenschap worden afgeleid. Aan- gezien de rode risetimes slechts 30 % (van het totaal) meer deeltjes in rekening brengen dan de zwarte, maar in de meeste gevallen tot dubbele waarden aannemen, kan men stellen dat de secundaire deeltjesdichtheid algemeen groter is in het begin van de shower dan aan het einde ervan. Het is dan ook evident dat een groot aantal hoogenergetische deeltjes nabij het “showerfront” zit samengepakt, terwijl deeltjes met kleinere energieën sterker verstrooid worden en dus meer verspreid in de tijd op de T_0 curvature zullen volgen.

Om deze stelling meer expliciet aan te tonen, wordt in Fig. 2.15 een zogeheten “scatterplot” weergegeven waarop de energie in functie van de aankomsttijd – zoals steeds ten opzichte van het eerste invallende deeltje – van de secundaire deeltjes van één 1 PeV protonshower op dubbellogaritmische schaal werd uitgezet. Merk op dat enkel deeltjes met een energie groter dan 1 GeV in rekening gebracht werden, zodat men een grote hoeveelheid (voor dit deel oninteressante) laagenergetische deeltjes niet in de plot hoefde op te nemen.



Figuur 2.15: Energie in functie van de aankomsttijd van secundaire deeltjes die werden gegenereerd door een kosmisch proton met initiële energie van 1 PeV. De groene punten staan voor de fotonen, de rode voor de elektronen (en positronen) en de blauwe voor de muonen.

In Fig. 2.15 valt zoals verwacht duidelijk op dat deeltjes met hogere energieën ook effectief sneller op het observatieniveau zullen invallen. Daarenboven lijken de hoogste energieën vooral voor de muonen weggelegd. Deze vaststellingen vormen dan ook een meer plausibele verklaring voor het verschil in curvaturerijden (bij eenzelfde invalsenegie) tussen gamma-showers en hadronische showers enerzijds en tussen proton- en ironshowers anderzijds. Het deels hadronische karakter van de werkzame doorsnede geeft in proton- en (in nog sterkere mate) ironshowers immers aanleiding tot een relatief grote muonenproductie. Het zijn dan deze veelal hoogenergetische muonen die voor een meetbare daling van de showerkromming zullen zorgen.

Om deze analyse af te sluiten moet zeker en vast nog vermeld worden dat de curvatures en daarbij horende risetimes belangrijke showerkenmerken zijn die – net zoals de laterale muondistributie – kunnen toelaten op observatieniveau aan showeridentificatie te doen. Bij showerdetectie kan men immers gemakkelijk verschillende aankomsttijden bepalen en met elkaar vergelijken. Deze technieken zullen in het volgende hoofdstuk dan ook uitgebreid worden toegelicht.

Hoofdstuk 3

Simulatie en analyse van showerdetectie met IceTop

Nu we er in geslaagd zijn een analyse van gesimuleerde airshowers uit te voeren, kunnen we naar de detectie ervan overstappen. Net zoals in het voorgaande hoofdstuk worden eerst het simulatiepakket van de IceTop detector en de erin vastgelegde parameters besproken, zodat daarna met de analyse van detectorsignalen kan worden aangevangen.

3.1 Simulaties met TankTop

De simulatiesoftware die voor IceTop wordt gebruikt draagt de naam TankTop [26] en steunt net als CORSIKA op de in het voorgaande hoofdstuk toegelichte Monte Carlo theorie. TankTop is gebaseerd op GEANT4¹ [27] en werd speciaal ontwikkeld voor de SPASE – en later dus ook IceTop – detector. Het pakket is dus vrij jong² zodat op dit moment de functionaliteit ervan nog enigszins beperkt blijft.

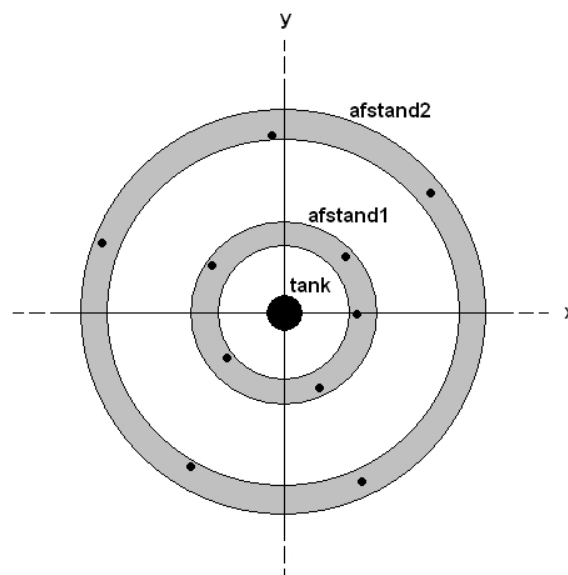
Het TankTop simulatiepakket werd eigenlijk geschreven met het oog op verschillende toepassingen. Het is in de eerste plaats de bedoeling dat naast SPASE en IceTop nog verschillende andere experimentele constructies van gelijkaardige vorm op flexibele wijze kunnen gemoduleerd worden. Daarnaast zijn natuurlijk ook het simuleren en begrijpen van eenvoudige tanks en hun gedrag van invallende deeltjes tot uitgangssignalen van zeer groot belang. Een extra toepassing van TankTop is het genereren van zogeheten “look-up-tabellen” met expliciete gegevens van trage GEANT4 Čerenkov-foton simulaties, zodat later nieuwe simulaties van grotere arrays sneller uitgevoerd kunnen worden.

¹GEANT staat voor “GEometry AND Tracking”. Het programma werd door CERN ontworpen om de doorgang van deeltjes door materie mee te simuleren.

²Op dit moment wordt door de Gentgroep van het IceTop project editie 1.21 gebruikt. Er is echter al een nieuwere versie (editie 1.25) van de software beschikbaar.

Hoewel het mogelijk is de volledige IceTop array in de TankTop software te implementeren, wordt algemeen een andere simulatietechniek toegepast. De onderliggende GEANT4 structuur vereist immers eenvoudigweg te veel computervermogen, zowel op gebied van rekentijd als op gebied van opslaggeheugen.

De manier waarop men dan wel het effect van een invallende EAS op de gehele IceTop detector kan simuleren is door middel van de zogenaamde “resampling”-techniek. In plaats van één shower op een array van verschillende tanks te laten invallen, wordt in deze techniek slechts één tank per simulatie gemoduleerd. Men laat dan eenzelfde shower verschillende keren na mekaar op een aantal vooraf gekozen discrete afstandsintervallen (zie paragraaf 3.2.1) van het tankcentrum invallen, zodat deze ene tank na voldoende “resamplings” in goede benadering de volledige array symboliseert. Het principe van deze “resampling”-techniek wordt voor alle duidelijkheid nogmaals schematisch weergegeven in Fig. 3.1.



Figuur 3.1: De “resampling”-techniek in beeld. De gesimuleerde tank staat steeds in de oorsprong van het coördinatenstelsel, terwijl het showercentrum in bepaalde afstandsintervallen een aantal keer (vijf op de figuur) invalt op willekeurig en volgens een uniforme verdeling gekozen “resampling”-punten.

Aangezien voor dit proefwerk – en de meeste andere huidige IceTop simulaties – van deze “resampling”-techniek gebruik wordt gemaakt, hoeven we voor het vervolg telkens slechts één detectietank te beschouwen. Voor het starten van de simulatie moeten echter, net zoals voor de CORSIKA software, nog een aantal specifieke fysische parameters expliciet worden vastgelegd. In de drie eerstvolgende paragrafen zullen dan ook de parameters behandeld

worden die met de geometrie van de detector te maken hebben, terwijl de vierde en vijfde paragraaf een beeld schetsen van respectievelijk de “particle source” (deeltjesbron) en de “particle tracking” (het volgen van de deeltjes door de detector). Dit onderdeel wordt uiteindelijk in de zesde paragraaf afgesloten met een beknopte beschrijving van het gebruik en de eigen instellingen van de TankTop software.

3.1.1 Digitale optische modules

In het TankTop simulatiepakket zijn standaard drie voorgeprogrammeerde DOMs beschikbaar. Deze zijn de “Isotropic OM”, de “Cubic OM” en de “DetSim OM”³. De eerste DOM bestaat uit een transparante glazen sfeer die over zijn volledige oppervlakte optische fotonen kan detecteren. De tweede optische module is eigenlijk niets meer dan een 20 cm hoog kristal dat in een 30 cm hoge behuizing (gevuld met lucht) is ondergebracht. Van deze twee eerste modules is de software echter weinig uitgebreid aangezien deze niet in overeenstemming zijn met de realiteit en dus in praktijk zelden of nooit in een simulatie geïmplementeerd worden.

De “DetSim OM” daarentegen sluit zeer dicht aan bij de werkelijkheid en wordt dus algemeen gebruikt voor detectorsimulaties. Zoals ook te zien is in Fig. 1.8 aan het einde van het eerste hoofdstuk, doet de gehele oppervlakte van de onderste helft van deze DOM dienst als invalsvenster van de fotovermenigvuldiger, terwijl de bovenste helft ervan louter uit signaalverwerkingselektronica bestaat. Dit is ook de reden waarom de DOMs slechts tot aan het midden in het detectiemedium worden ondergedompeld.

TankTop biedt uiteraard de mogelijkheid om de buitenste diameter van de gesimuleerde DOMs aan de werkelijke experimentele opstelling aan te passen. Voor de simulaties in kwestie werd de diameter gelijk aan 165 mm gesteld, wat geheel in overeenstemming is met de grootte van de DOMs in de IceTop detector.

Voor de volledigheid moet nog vermeld worden dat toch een wezenlijk verschil bestaat tussen de gesimuleerde en reële DOMs. In de simulaties werd namelijk voor het creëren van een elektrisch signaal een vaste “gain”⁴ gelijk aan 5×10^5 ingesteld, terwijl in werkelijkheid vanaf 2006 (verschillend van de situatie in 2005) de ene DOM werkt op “low gain” (5×10^4) en de andere op “high gain” (5×10^6). Op die manier worden in de realiteit bij elk zogeheten evenement (detectieproces) twee signalen gegenereerd die ongeveer een factor honderd van mekaar verschillen, zodat men voor zowel zeer kleine (1 tot 10) als zeer grote (enkele duizenden) aantallen invallende foto-elektronen een bruikbaar elektrisch uitgangssignaal bekomt.

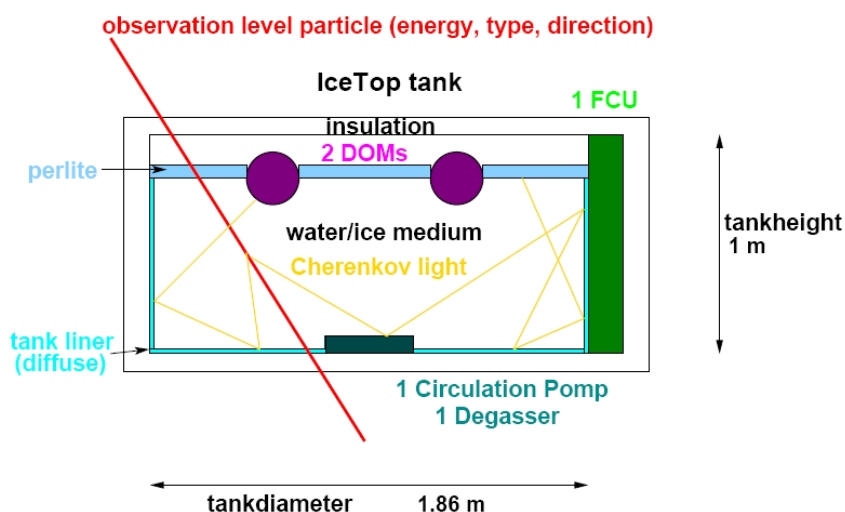
³“DetSim” staat voor “Detector Simulation”.

⁴De “gain” van een optische module is de elektronenwinst na elektronenvermenigvuldiging die wordt uitgedrukt in aantal secundaire elektronen per initiële foto-elektron.

3.1.2 Tank modules

Net zoals voor de DOMs zijn ook meerdere “Tank Modules” of TMs in het TankTop pakket voorhanden. De eerste module heet “Simple Tank” en behoort zoals de naam laat vermoeden niet tot de meest ontwikkelde software. De tweede module is daartegenover wel sterk uitgewerkt en wordt dus onder andere voor dit proefwerk gebruikt. Deze draagt de naam “DetSim Tank” en behoort samen met de “DetSim OM” tot het “DetSim” simulatiepakket, een deelpakket van de TankTop software.

De “DetSim Tank” bestaat uit een cilindrisch, plastic omhulsel waarvan de wanden en onderzijde langs de binnenkant bedekt zijn met een “liner”, dit is een diffuus reflectiemateriaal van bepaalde optische kwaliteit (zie Fig. 3.2). De bovenzijde kan daarenboven, indien gewenst, bekleed worden met een vooraf gedefiniëerde deklaag. De tank wordt gevuld met water of ijs waarop, in het geval van ijs, een laag van “slecht” ijs – bestaande uit onzuivere en minder goed gevormde ijskristallen – kan gesimuleerd worden.



Figuur 3.2: Schematische voorstelling van een IceTop tank waar een deeltje (van links-boven naar rechts-onder) door passeert. Een deel van de hierbij gegenereerde Čerenkov-fotonen bereiken (na een aantal botsingen met de tankwanden) de fotokathode van één van de DOMs en geven op die manier aanleiding tot een meetbaar elektrisch signaal (figuur gecreëerd door A. Van Overloop van de onderzoeksgroep Elektromagnetische Interacties te Gent, 2006).

Voor een zo getrouw mogelijke weergave van de realiteit moeten een aantal tankparameters expliciet in de zogenaamde “steerfile”⁵ van het simulatiepakket meegegeven worden. De

⁵Let op het verschil met CORSIKA waarbij men spreekt van een “inputfile”.

belangrijkste zijn uiteraard de fysische coördinaten van de DOMs in de tank. Wetende dat de oorsprong van het (x,y,z) -coördinatenstelsel (in meter) voor het vastleggen van de DOMs zich in het centrum van de bovenzijde van het detectiemedium bevindt en dat de z -as in de richting van het zenith wijst, werden de centra van de twee DOMs op de punten $(0.285,0.0,0.0)$ en $(-0.285,0.0,0.0)$ vastgelegd.

Daarnaast zijn natuurlijk ook de hoogte en de straal van de tank voorname grootheden. Deze werden ingesteld op respectievelijk 0.90001 m en 0.93 m. Aangezien de vulhoogte van de tank standaard op 90 cm is geprogrammeerd en niet werd aangepast, komt in dit geval – in tegenstelling met wat in Fig. 3.2 wordt getoond – de bovenkant van de tank dus net boven het detectiemedium. Voor het simuleren van IceTop werd voor dit medium of “bulk” uiteraard ijs gekozen. Van dit ijs werd – in vrij goede overeenkomst met de werkelijkheid – de absorptielengte⁶ gelijk aan 100 m gesteld en de “bad-ice-thickness” gelijk aan nul gekozen. Het ijs is immers van hoge kwaliteit omdat het invriezen van de “bulk” onder streng gecontroleerde voorwaarden verloopt.

Tenslotte werd voor de wanden, bodem en top van de tank de “liner” met het label “SP04.Tank.Tyvekbag.Dry” in de “steerfile” vastgelegd. In werkelijkheid bevindt zich bovenaan in de tank nog een “perlite”-deklaag⁷ (zie ook Fig. 3.2) die echter niet in de simulatie werd opgenomen.

Naast diegene die hier werden beschreven komen nog een aantal andere moduleerbare tankparameters voor, maar deze worden niet verder behandeld omdat ze enkel als “default” werden ingesteld.

Om deze paragraaf af te sluiten moet nog worden opgemerkt dat TankTop niet in de mogelijkheid is alle componenten van een werkelijke IceTop detectietank te simuleren. Het is echter voor bepaalde delen ook helemaal niet nodig ze expliciet in het simulatiepakket te implementeren. In Fig. 3.2 worden bijvoorbeeld naast een aantal van de zojuist beschreven tankparameters ook de tankisolatie, de zogenaamde “FCU” (Freeze Control Unit), de circulatiepomp en de ontgasser aangegeven. Afgezien van de isolatie zijn deze componenten enkel van nut voor het controleren van de omzetting van water in zuiver ijs van bij het vullen van de tank met water tot volledige “freeze-out” tientallen dagen later. Ze dragen dus niet bij tot de deeltjesdetectie.

De tankisolatie heeft als doel de temperatuur in de tank bij ingebruikname constant te houden, onafhankelijk van de weersgebonden temperatuurschommelingen buiten de detectietank. Daarnaast zorgen de FCU en circulatiepomp voor een geleidelijke fasetransitie bij

⁶De absorptielengte van een medium is de afstand waarop een factor e^{-1} van het initiële aantal optische fotonen nog niet door dat medium werd geabsorbeerd.

⁷“Perlite” is een vulkanisch glas met een relatief hoog watergehalte. Deze isolator met kleine reflectiecoëfficiënt heeft tevens een kleine massadichtheid, zodat hij een lichtgewicht afsluiting van het detectiemedium in de tank vormt.

de ijsvorming, terwijl de ontgasser instaat voor het minimaliseren van het aantal luchtbelletjes in het detectiemedium. Op die manier wordt uiteindelijk een “bulk” gevormd die een optimale deeltjesdetectie kan garanderen.

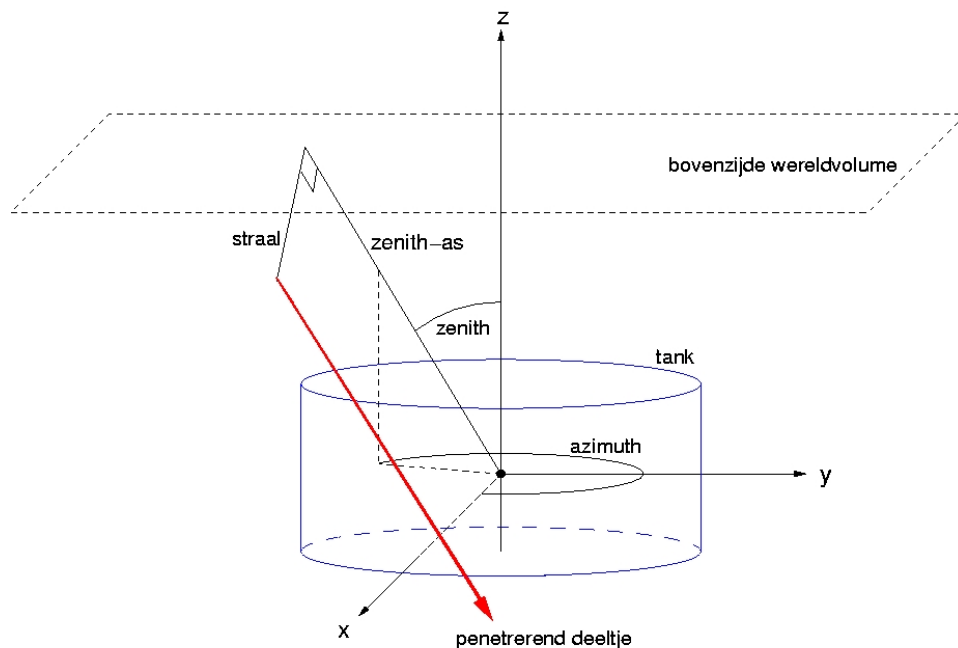
3.1.3 Geometrische opbouw

De “Assembler” of – letterlijk vertaald – “samensteller” is de software die instaat voor de geometrische opbouw van het te simuleren experiment door alle in de “steerfile” gedefiniëerde TankTop componenten (DOMs en TMs) samen te voegen in een wereldvolume. Dit wereldvolume vormt in feite de basis voor het GEANT4 programma en bestaat steeds uit een vierhoekige “doos” waarvan de dimensies en de posities van de erin voorkomende elementen door de gebruiker moeten worden vastgelegd.

Voor de TankTop simulaties in functie van dit proefwerk werd de grootte van het wereldvolume gelijk gesteld aan een balk met een lengte en breedte van 20 m en een hoogte van 10 m. Daarnaast werd er steeds voor gekozen het centrum van de eerder gedefiniëerde tank precies te laten samenvallen met het centrum van het Cartesische coördinatenstelsel van het volledige volume (zie Fig. 3.3). Tot slot werd de rest van het wereldvolume opgevuld met lucht zodat het geheel – afgezien van het zuidpoolijs rond en onder de tank en de sneeuwlaag op de tank die slechts een kleine invloed hebben op het elektrisch uitgangssignaal – in goede benadering een getrouwe weergave van de werkelijkheid vormt.

3.1.4 Deeltjesbron

De eigenschappen van de op de gesimuleerde detectietank neerkomende deeltjes kan men zowel uit een extern ROOT-bestand halen als zelf door TankTop laten genereren. De “resampling”-techniek waarbij men een EAS vanop verschillende afstanden op éénzelfde tank laat invallen werd al eerder besproken, maar in dit proefwerk zal in een later stadium ook de andere methode worden toegepast. Deze tweede deeltjesbron draagt de naam “Single Particle Spectrum” of “SPS” en genereert deeltjes van één bepaald type vanop een schijf die kan roteren rond het centrum van het wereldvolume. Naast de positie en de straal van deze schijf, die loodrecht op de zenith-as door het tankcentrum staat (zie Fig. 3.3), zullen uiteraard nog een aantal specificaties van het gekozen deeltje in de “steerfile” van de simulatie moeten worden meegegeven.



Figuur 3.3: Schematische weergave van de opstelling en de erin voorkomende coördinaten die nodig zijn voor het simuleren van een SPS.

Om te beginnen moet bijvoorbeeld een minimale en maximale deeltjesenergie gedefinieerd worden. Op die manier kan TankTop bij verschillende opeenvolgende SPS-simulaties zelf willekeurig de energie van het invallende deeltje tussen deze twee vooropgestelde waarden kiezen. De verdeling van deze gekozen energieën kan daarenboven worden gemoduleerd door in de “steerfile” eigenhandig de spectrale index van het energiespectrum (zie uitdrukking (1.1)) aan te passen.

Wat de deeltjesgenererende schijf betreft, kan men zowel een minimum- als maximumwaarde voor de straal ervan instellen. Door de kleinste straal – net zoals voor dit proefwerk – gelijk aan nul te stellen ontstaat een volle schijf met een verder vrij te definiëren diameter. Deze laatste werd steeds gelijk aan twee meter gekozen om voldoende variatie te creëren in de invalposities van opeenvolgend gegenereerde deeltjes. Zo kan een deeltje bijvoorbeeld langs de bovenkant of de zijkant van de tank invallen, de volledige tank of slechts een stukje ervan (“corner clipper”) doorkruisen, enzovoort.

Zoals eerder vermeld kan naast de straal ook de positie (in cilindercoördinaten) van de schijf worden ingesteld. Het gaat hier in de meeste gevallen opnieuw om minimum- en maximumwaarden, zodat TankTop bij opeenvolgende simulaties zelf een willekeurige positie in deze vooraf vastgelegde intervallen kan bepalen. Op die manier werd de zenith-hoek (zie opnieuw Fig. 3.3) homogeen tussen 0° en 70° gekozen, terwijl voor het azimuth de

volledige cirkelomtrek werd genomen. De hoogte van de schijf in de richting van het zenith werd echter voor alle simulaties op een constante waarde van 5 m gehouden, zodat het centrum van de schijf zich zoals in de figuur weergegeven steeds in de bovenste zijde van het wereldvolume bevond.

3.1.5 Opvolgen van de simulatie

Los van alle voorgaande instellingen kunnen in de “steerfile” nog een aantal bijkomende TankTop modules worden geactiveerd voor het nauwkeuriger opvolgen van de simulatie. Hier zullen enkel de drie voornaamste en ook voor dit proefwerk gebruikte opties kort worden toegelicht.

De “PhRec”⁸ module telt eenvoudigweg het aantal Čerenkov-fotonen dat bij elk zogeheten evenement (detectieproces) op de kathode van de eerder gedefiniëerde DOMs invalt. Deze eerste module wordt meestal samen met het “OM Simulation” pakket gebruikt. Dit pakket berekent het elektrisch signaal dat voor een bepaalde TankTop simulatie uit de fotovermenigvuldigers van de DOMs komt.

Bij de “OM Simulation” kan men eigenhandig de binbreedte instellen die zal worden gebruikt voor het opslaan van het uitgangssignaal. Voor alle simulaties in kwestie werd deze steeds gelijk aan 3.5 ns gekozen omdat in de realiteit de signaalverwerkingselektronica van de DOMs werkt met een frequentie van 300 MHz, wat overeenkomt met een elektrische kanaalbreedte van 3.33 ns [17].

De derde en laatste voorname module voor het opvolgen van de simulatie wordt de “wall-watcher” genoemd en registreert welke deeltjes de tank binnenkomen of buitengaan. Door dit simulatiepakket te activeren, krijgt men dus een idee van welke secundaire deeltjes door het oorspronkelijke deeltje gegenereerd worden. Deze secundaire deeltjes – en dan voornamelijk de elektronen – produceren namelijk ongeveer 15 % van de totale hoeveelheid Čerenkov-licht (resultaat van S. Klepser van de IceTop groep te DESY-Zeuthen, 2006).

3.1.6 Gebruik en eigen instellingen

In de “steerfile” kunnen nog een aantal extra opties worden meegegeven, zoals de quantumefficiëntie en collectie-efficiëntie van de DOMs. De quantumefficiëntie is een maat voor de waarschijnlijkheid dat een Čerenkov-foton dat op één van de DOMs invalt ook effectief een foto-elektron genereert. De waarde van deze grootte werd door middel van parametrisatie automatisch uit een database gekozen.

De collectie-efficiëntie van een optische module geeft daarentegen de fractie van het aantal

⁸“PhRec” staat voor “Photon Recorder.”

gecreëerde foto-elektronen dat binnen de DOM weldegelijk op de elektronenvermenigvuldiger invalt en dus tot een elektrisch signaal aanleiding geeft. Deze werd voor de simulaties in kwestie steeds aan 0.8 gelijkgesteld.

Uiteindelijk werden nog twee fictieve filters (één voor elke DOM in de tank) ingesteld die ervoor zorgden dat processen waarbij geen enkel optisch foton op de DOMs inviel niet door het computersysteem werden opgeslagen. Op die manier verliest men geen kostbare opslagcapaciteit aan bestanden waar men in het vervolg van het onderzoek geen fysische analyse op kan uitvoeren.

3.2 Signaalanalyse

In dit hoofdstuk zal met behulp van de gesimuleerde airshowers uit het voorgaande hoofdstuk een signaalanalyse worden uitgevoerd. De signaaleigenschappen die hierbij zullen worden bestudeerd zijn – opnieuw naar analogie met het artikel [24] dat eerder voor de showeranalyse als leidraad gebruikt werd – enerzijds de genormeerde signaalbijdragen in functie van de afstand tot de showerkern en anderzijds de curvatures en risetimes van verschillende signalen. Daarnaast zullen een aantal controles worden uitgevoerd om de correctheid van de bekomen resultaten te verifiëren.

Zoals eerder opgemerkt zal voor de signaalanalyse echter enkel met protonshowers worden gewerkt, aangezien deze in het hier bestudeerde energiegebied het meest als primaire kosmische deeltjes voorkomen [28].

3.2.1 Signaalbijdragen

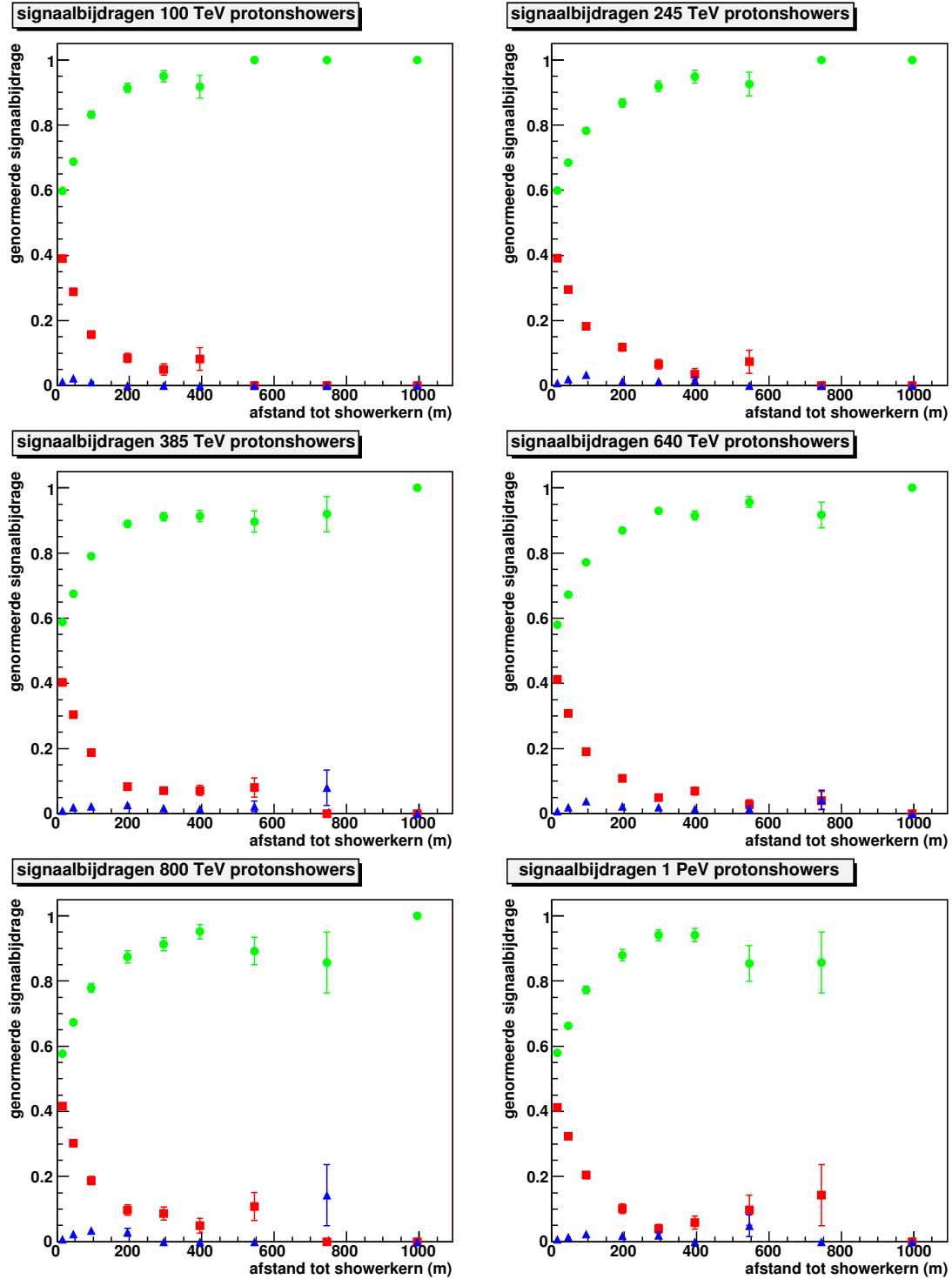
Omdat in paragraaf 2.3.3 gesteld werd dat het meten van de muondichtheid op een bepaalde afstand van de showerkern relevante primaire deeltjesinformatie oplevert, willen we in eerste instantie te weten komen in welke mate muonen bijdragen tot het elektrisch signaal dat bij showerinval door de detector gegenereerd wordt. Door enkel van protonshowers gebruik te maken kan nog geen vergelijking met andere showertypes worden gemaakt, maar zijn we wel al in de mogelijkheid om een beeld te schetsen van hoe de signaalbijdragen van fotonen, elektronen (en positronen) en muonen er zullen uitzien.

In Fig. 3.4 worden de gemiddelde, genormeerde signaalbijdragen van protonshowers met dezelfde zes energieën als voor de showeranalyse weergegeven. Deze bijdragen werden steeds bepaald voor 20 “resamplings” in elk van de negen afstandsintervallen⁹ ten opzichte van

⁹Met eenheden in meter werden de afstandsintervallen gelijk gesteld aan [10, 20], [40, 50], [90, 100], [190, 200], [290, 300], [390, 400], [540, 550], [740, 750] en [990, 1000].

het showercentrum, waarbij bovendien telkens het gemiddelde van 25 (voor de vier laagste initiële energieën) of 10 (voor de twee hoogste initiële energieën) showers werd genomen. Het simuleren van de detector met 10 in plaats van 25 hoogenergetische showers werd ons namelijk in functie van het geheugenbeheer door de computer zelf opgedrongen.

Voor de volledigheid wordt nog vermeld dat in alle volgende plots de fouten op de gemiddeldes op dezelfde wijze berekend worden als bij de showeranalyse. De grootte van de foutenvlaggen wordt met andere woorden steeds gegeven door de standaarddeviatie gedeeld door de wortel van het aantal uitgemiddelde waarden.



Figuur 3.4: Genormeerde signaalbijdragen van protonshowers met zes verschillende primaire energieën. De bijdragen van fotonen worden aangegeven door de groene punten (bol), van elektronen en positronen door de rode punten (vierkant) en van muonen door de blauwe punten (driehoek).

Het eerste dat in alle bovenstaande grafieken opvalt, is dat de muonsignaalbijdragen zodanig klein zijn dat de fotonbijdragen en elektron- en positronbijdragen quasi symmetrisch rond de waarde 0.5 gelegen zijn. Bij de 385 TeV en 800 TeV protonshowers treedt op 750 m van het showercentrum een duidelijke afwijking van deze regel op, maar deze is telkens slechts van één enkel invallend muon afkomstig. Vandaar dat de foutenvlaggen bij deze waarden merkelijk groter zijn dan voor de andere afstanden in dezelfde plots.

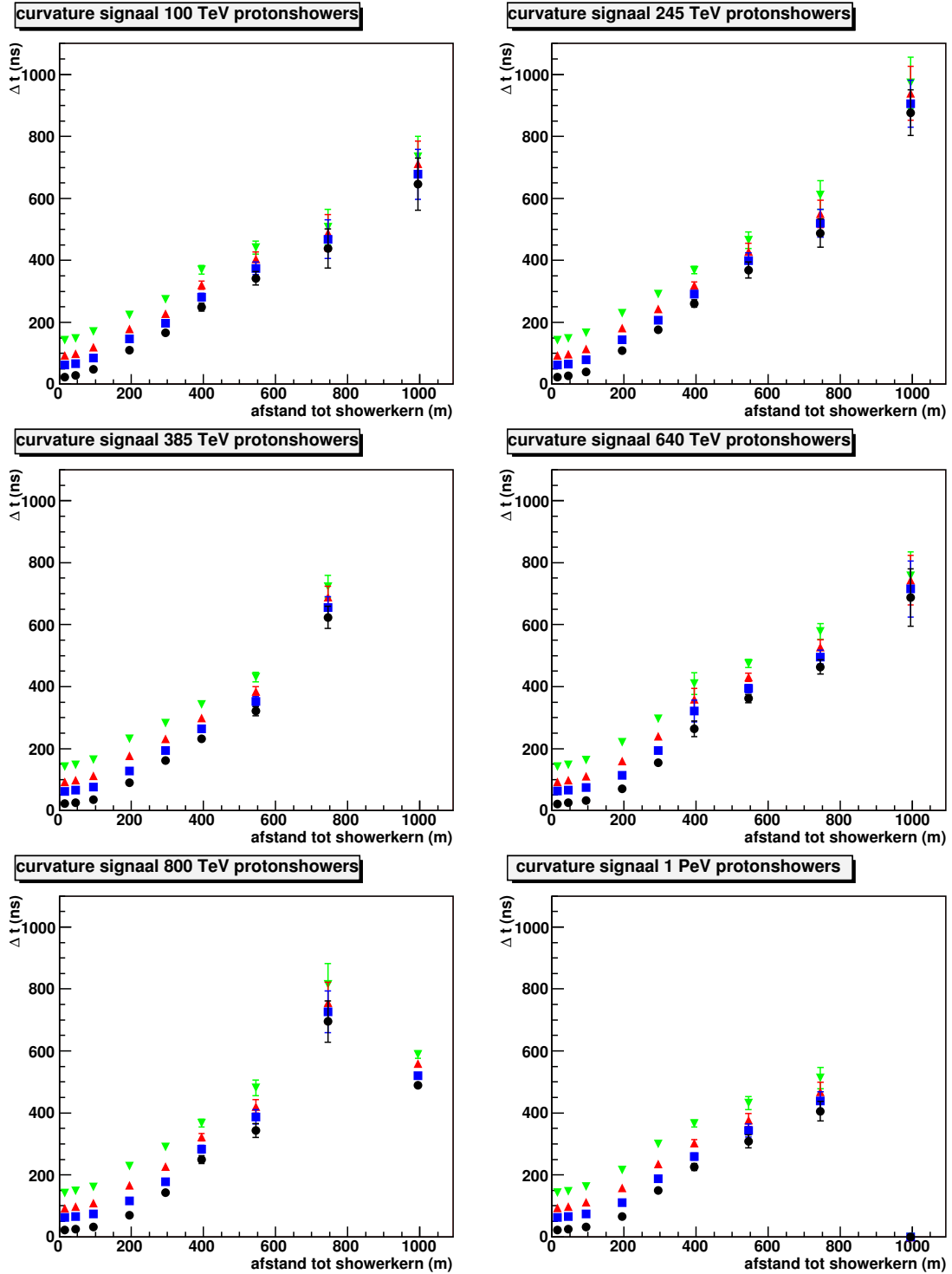
Op de tweede plaats moet worden opgemerkt dat op grote afstand van het showercentrum de elektron-, positron- en muonbijdragen dikwijls alle gelijk aan nul zijn. Met uitzondering van de 1 PeV protonshowers waarvoor geen enkel evenement werd geregistreerd op 1000 m van de showerkern, zijn in dat geval de fotonbijdragen steeds maximaal. De foutenvlaggen zijn voor deze waarden dan ook gelijk aan nul.

Het is duidelijk dat in de voor dit proefwerk uitgevoerde simulaties niet dezelfde orde van muonbijdragen kunnen bereikt worden als in het Pierre Auger Observatory [24]. Het zal voor het hier beschouwde energiegebied in de praktijk dan ook onmogelijk zijn om met IceTop een voldoende betrouwbaar beeld van de laterale muondistributie te schetsen. Voor het bepalen van de eigenschappen van het invallende kosmische deeltje zal dus eerder van andere analysetechnieken gebruik moeten gemaakt worden.

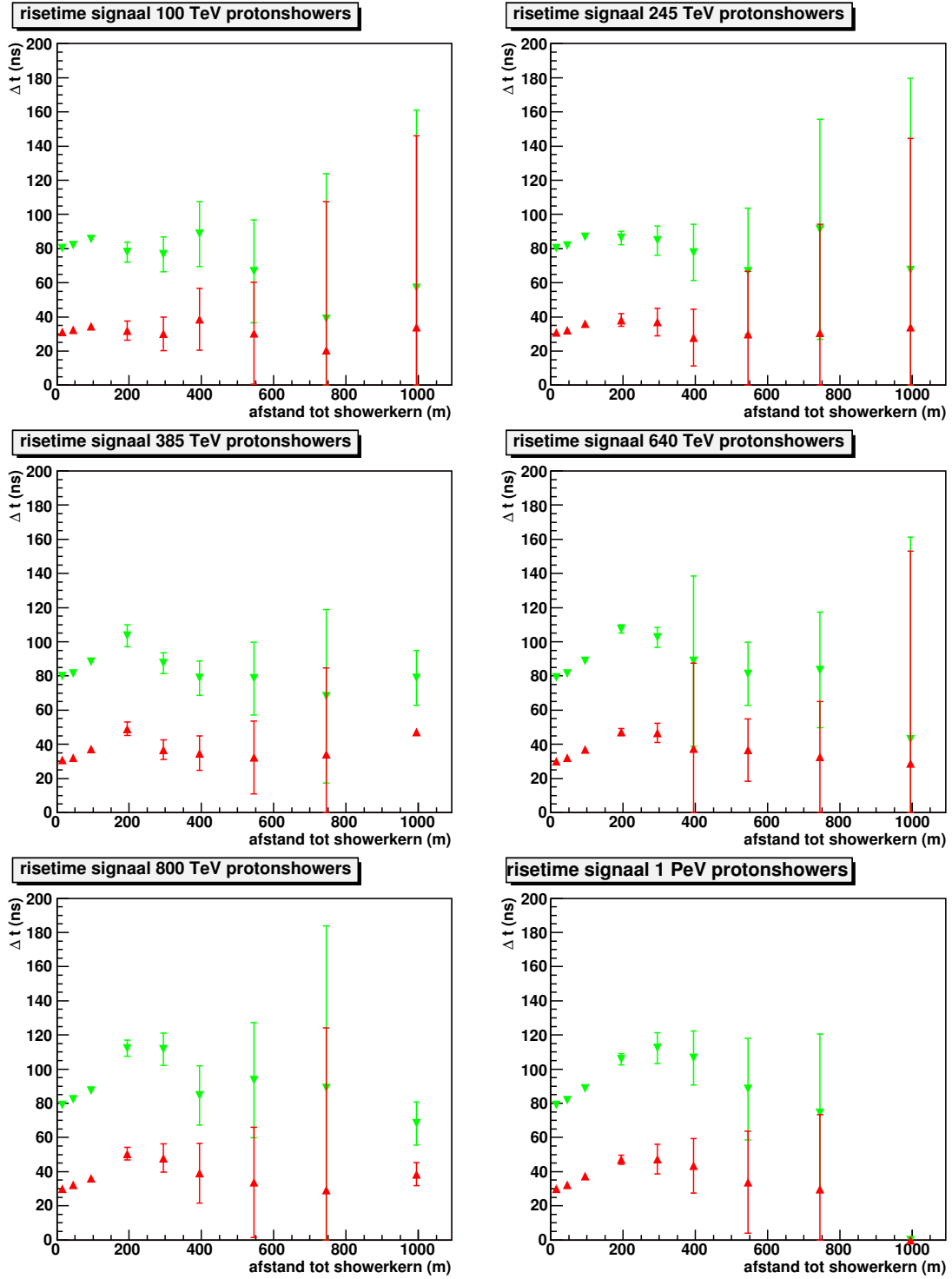
3.2.2 Curvature en risetime

Net zoals voor een airshower kunnen ook voor een erop volgend detectorsignaal een curvature en risetime gedefinieerd worden. Het gaat dan voor het berekenen van de curvatures uiteraard niet over bepaalde percentages ingevallen deeltjes, maar over bepaalde fracties van het geïntegreerde signaal. Men kan de signaalcurvature met andere woorden definiëren als het tijdstip waarop een gegeven percentage van het volledige signaal de elektronica van een welbepaalde DOM verlaten heeft. Eveneens naar analogie met de showeranalyse stelt men de gemiddelde signaalcurvatures (van dezelfde 25 en 10 showers als in voorgaande paragraaf) als T_0 , T_{10} , T_{50} en T_{80} voor, waarbij de index nu het beschouwde signaalpercentage weergeeft. Verder zullen ook steeds dezelfde twee gemiddelde risetimes berekend worden als in het voorgaande hoofdstuk. De “signaaldikte” zal dus aan de hand van de grootheden $T_{50} - T_{10}$ en $T_{80} - T_{10}$ worden vastgelegd. Uiteindelijk zal ter controle nog een vergelijking worden gemaakt tussen de T_0 curvaturetijden van de gesimuleerde protonshowers en hun overeenkomstige detectorsignalen.

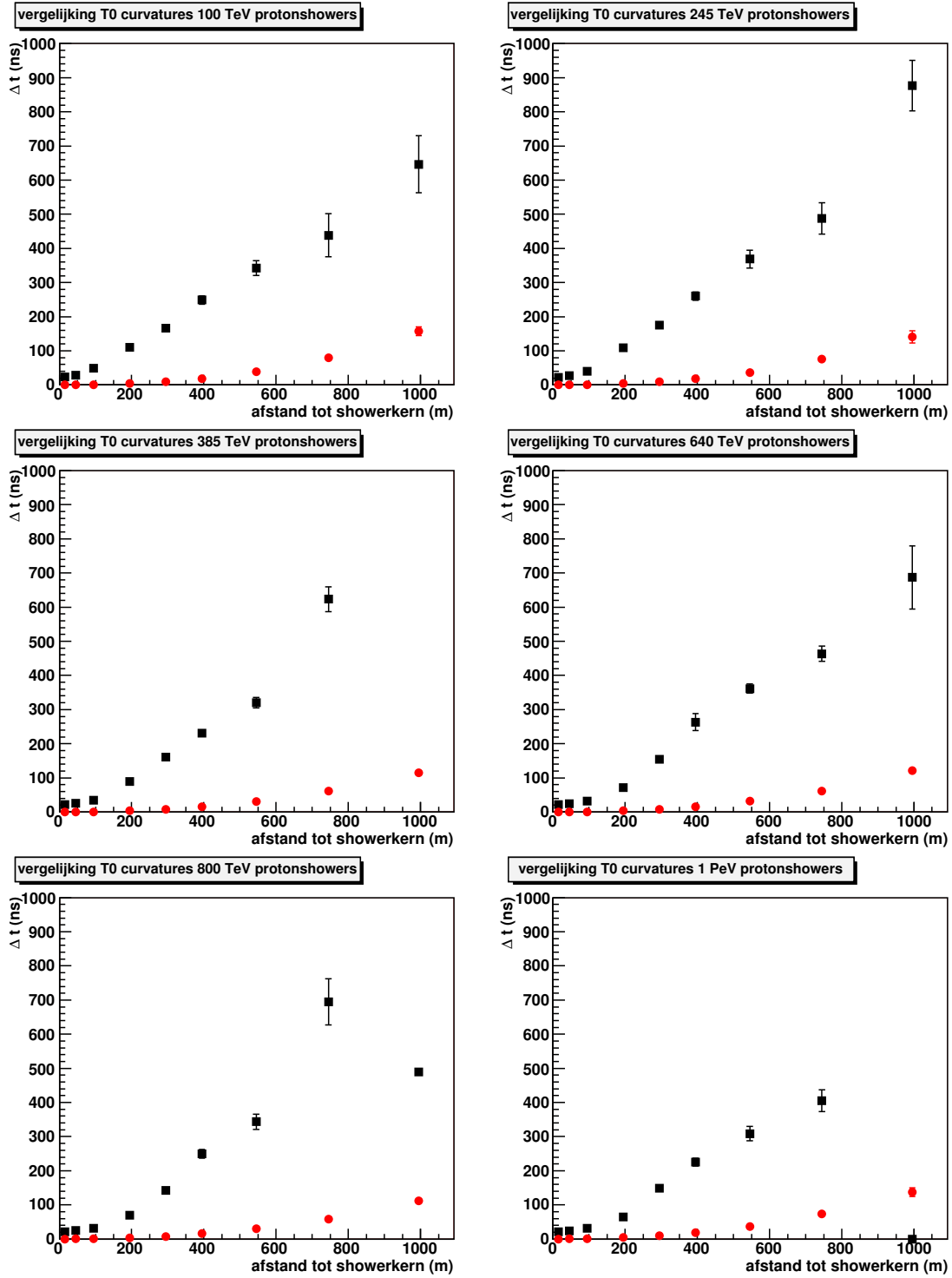
Aangezien de in dit proefwerk behandelde showersignalen enkel gesimuleerd werden door middel van de eerder beschreven “resampling”-techniek, konden de signaalcurvatures en signaalrisetimes (zie respectievelijk Fig. 3.5 en 3.6) enkel op discrete afstanden van de showerkern bepaald worden. Vandaar dat ook voor het creëren van onderstaande plots enkel datapunten werden gegenereerd op dezelfde stralen als in Fig. 3.4.



Figuur 3.5: Signaalcurvatures voor protonshowers met verschillende invalsenergieën. De curvatures T_0 , T_{10} , T_{50} en T_{80} worden respectievelijk voorgesteld door de zwarte (bol), blauwe (vierkant), rode (driehoek) en groene (inverse driehoek) datapunten.



Figuur 3.6: Signaalrisetimes voor protonshowers met verschillende invalsenergieën. De risetimes $T_{50} - T_{10}$ en $T_{80} - T_{10}$ worden respectievelijk voorgesteld door de rode (driehoek) en groene (inverse driehoek) datapunten.



Figuur 3.7: Vergelijking van T_0 gemiddelde curvatures van showers (rode bolletjes) en signalen (zwarte vierkantjes) voor zes protonshowers met verschillende initiële energieën.

Om te beginnen moet worden opgemerkt dat de curvatures op 1000 m van het showercentrum voor de 385 TeV protonshowers door het gepast herschalen van de tijdsas zijn weggevallen. Deze datapunten waren namelijk, ondanks het grote aantal showersimulaties (25) en “resamplings” (20), slechts van één detectorsignaal afkomstig en kunnen dus voor de verdere analyse als weinig significant worden beschouwd.

Het valt in Fig. 3.5 onmiddellijk op dat de signaalcurvatures van geheel andere aard zijn dan de showercurvatures uit Fig. 2.9. Op de eerste plaats vertrekken de curvatures niet alle vanuit de oorsprong om daarna voor grotere stralen open te waaieren, maar liggen de datapunten voor elke beschouwde afstand ongeveer even ver van elkaar. Ten tweede lijken de signaalcurvatures voor grotere afstanden tot de showerkern steeds meer af te wijken van de respectievelijke showercurvatures.

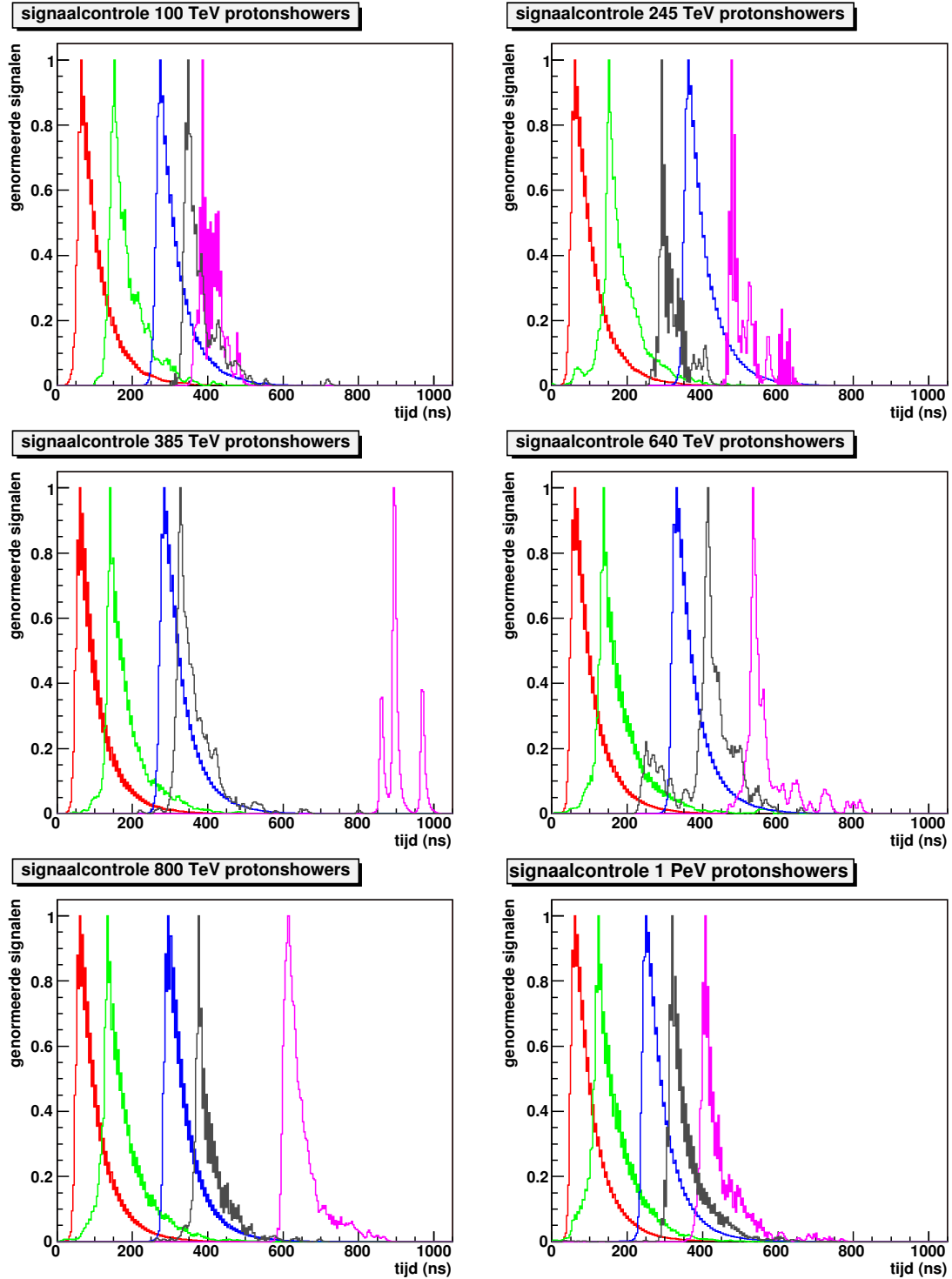
De eerste vaststelling wordt sterk bevestigd als we ook de gemiddelde signaalrisetimes in Fig. 3.6 bekijken. Uit deze plots blijkt inderdaad duidelijk dat de signaalrisetimes of – equivalent hiermee – de signaaldiktes merkkelijk minder variëren dan de risetimes van de overeenkomstige showers. We kunnen echter voor de punten met voldoende kleine foutenvlaggen toch een patroon herkennen dat ook in de showerplots voorkomt. Met uitzondering van diegene met 100 TeV invalsenegie, lijken alle showers immers een maximale signaalrisetime te vertonen op ongeveer 200 m van de showerkern. Men kan dit fenomeen echter geheel niet met de afvlakking van de curvature associëren, omdat deze laatste pas vanaf ongeveer 2000 m van het showercentrum optreedt. Voor deze merkwaardige eigenschappen van het detectorsignaal moet dus aan de hand van verdere analyse zeker en vast nog een degelijke verklaring worden gezocht.

Naast alle voorgaande wordt het afwijken van de signaalcurvatures ten opzichte van de showercurvatures voor grotere afstanden tot het showercentrum bevestigd in Fig. 3.7. Het is aan de hand van de eindige tijd die nodig is voor signaalverwerking logisch dat een tijdsverschil tussen een deeltjesinval en de start van het daarbij horend elektronisch uitgangssignaal zal optreden, maar dat dit tijdsverschil evenredig met de afstand tot de showerkern toeneemt kan op deze plaats in het proefwerk niet verklaard worden. De verdere signaalanalyse zal dus ook in functie van het vinden van een aanvaardbare fysische oorzaak voor dit fenomeen worden uitgevoerd.

3.2.3 Controle van de signaaltvorm

Een parameter die meer duidelijkheid kan brengen in de in voorgaande paragraaf optredende detectorfenomenen, is de gegenereerde signaaltvorm. In alle voorgaande werd namelijk wel naar het geïntegreerde detectorsignaal gekeken, maar men heeft op die manier geen idee van hoe het signaal er in “werkelijkheid” uitziet.

Om de signaalgewijze te kunnen analyseren wordt in onderstaande Fig. 3.8 voor een aantal protonshowers het genormeerde detectorsignaal op vijf verschillende “resampling”-afstanden ten opzichte van het showercentrum weergegeven. De signaalgewijzen werden gesimuleerd met behulp van tien showers, tien resamplings en uiteraard twee DOMs per tank, zodat in feite steeds het gemiddelde van ten hoogste 200 signalen werd genomen. Dit gemiddelde werd bepaald door eerst de signaalmaxima van showers met een bepaalde energie en binnen een bepaald afstandsinterval op een vooraf gekozen tijdstip samen te leggen. Daarna werden deze signalen opgeteld en gedeeld door hun aantal om tenslotte dit gemiddelde te normeren en opnieuw langs de tijdsas te verschuiven tot het maximum ervan overeenkwam met het gemiddelde van de initiële tijden van de maxima. Op die manier blijft de tijdsinformatie die de signalen met zich meedragen immers voor een groot stuk behouden en kunnen de signalen louter op basis van hun vorm (en dus niet hun grootte) met elkaar vergeleken worden.



Figuur 3.8: Controle van de genormeerde signaalvorm van zes verschillende protonshowers. Het rode signaal is afkomstig van “resamplings” in het straalinterval (in meter) $[40, 50]$, het groene van $[190, 200]$, het blauwe van $[390, 400]$, het grijze van $[540, 550]$ en het roze van $[740, 750]$.

Bij de in Fig. 3.8 weergegeven detectorsignalen moeten eerst enkele opmerkingen worden gemaakt vooraleer met de effectieve analyse verder te gaan. Het valt in de eerste plaats bijvoorbeeld op dat in de grafiek voor de 245 TeV protonshowers het 550 m-sigitaal voor het 400 m-sigitaal lijkt te komen. Dit is een gevolg van het feit dat het tijdsgemiddelde van de 400 m-signalen door enkele relatief late evenementen naar achter werd verschoven, terwijl op 550 m van de showerkern slechts één – blijkbaar vrij vroeg – detectorsigitaal werd gegenereerd.

Op dezelfde manier kan een verklaring voor het opvallend late 750 m-sigitaal in de 385 TeV protonshowerplot worden gegeven. Dit sigitaal is immers ook van slechts één evenement afkomstig, dat deze keer echter pas lang na de eerste deeltjesinval gevormd werd.

Daarnaast kan de kleine, “valse” piek in het 550 m-sigitaal van de 640 TeV showers als volgt worden verklaard. Een elektronisch sigitaal kan soms twee of meerdere zeer kort op elkaar volgende maxima vertonen. Wanneer dan voor het berekenen van het gemiddelde het sigitaalmaximum moet worden bepaald, kan sowieso maar één van deze opeenvolgende maxima gekozen worden. De andere worden echter ook in de somming opgenomen en kunnen op die manier bij normering tot dergelijke afwijkende sigitaalvormen aanleiding geven.

Een vierde en laatste opmerking handelt over de statistische kleine piekjes die dikwijls volgen op de hoofdpijk van het detectorsigitaal. Aangezien deze duidelijk meer voor signalen verder van het showerkern voorkomen, kan men op de eerste plaats stellen dat ze afkomstig zijn van secundaire deeltjes die relatief laat op de detector zijn ingevallen, maar toch nog een zichtbare sigitaalbijdrage leveren. Een tweede mogelijke verklaring is dat ze afkomstig zijn van Čerenkov-fotonen die een groot aantal botsingen hebben ondergaan vooraleer op één van de DOMs terecht te komen.

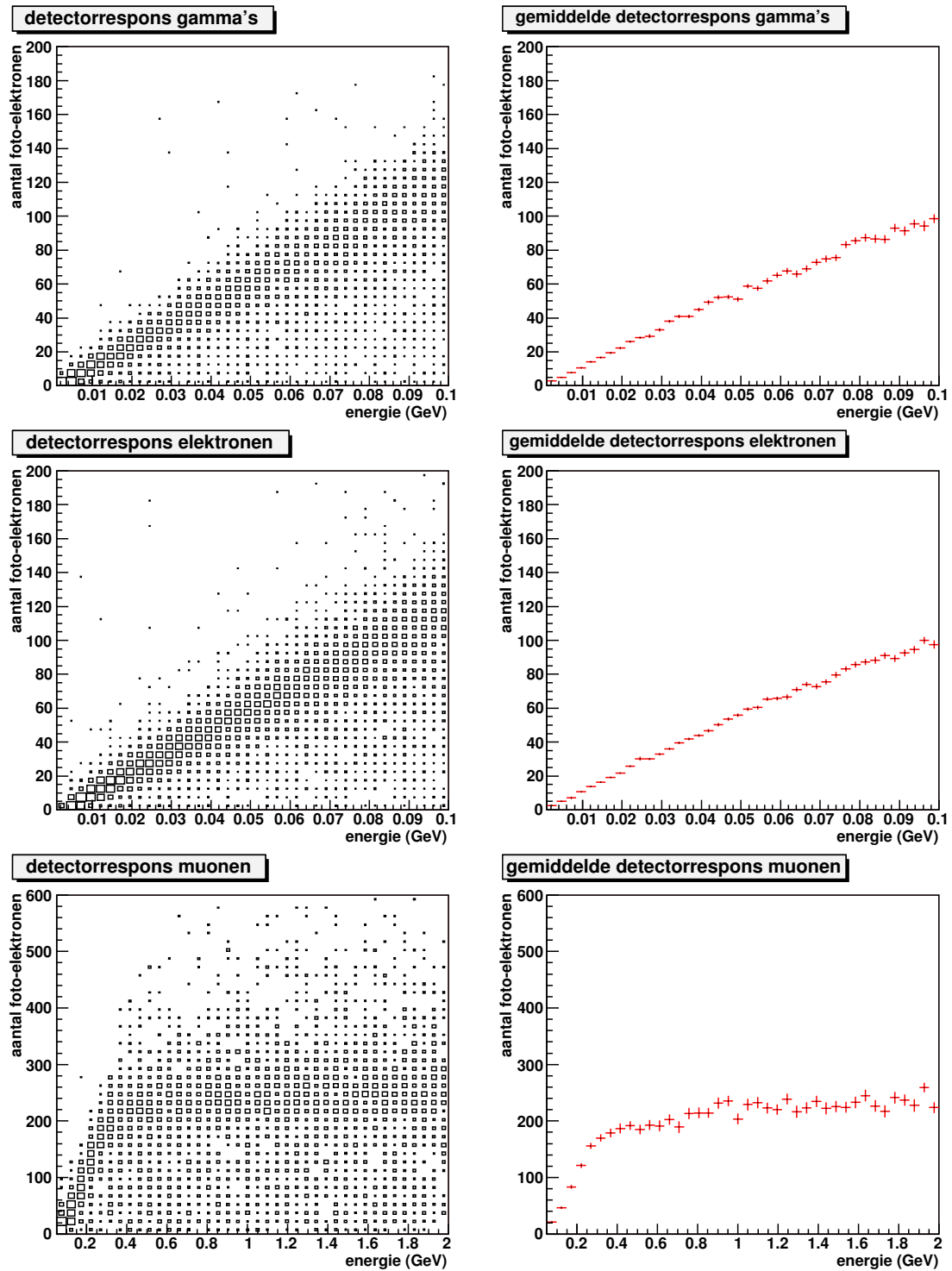
Als we nu enkel de correcte, genormeerde sigitaalvormen vergelijken, is snel duidelijk dat deze – ongeacht de afstand van de detectietank tot het showercentrum – in goede benadering allemaal dezelfde tijdsbreedte hebben. Uit SPS-simulaties met verschillende deeltjestypes, invalshoeken en invalsenegieën blijkt bovendien dat deze breedte, in $T_{80} - T_{10}$ risetimes uitgedrukt, van de orde 80 ns bedraagt (resultaat van A. Van Overloop van de onderzoeksgroep Elektromagnetische Interacties te Gent, 2006). Deze vaststelling geeft reeds een verklaring voor de relatief grote tijdswaarden van de sigitaalcurvatures en -risetimes bij kleine “resampling”-afstanden (zie Fig. 3.5 en 3.6).

Men kan aan de hand van bovenstaande sigitaalvormen echter nog geen oorzaak voor de kleine sigitaalarisetimes op grotere afstand van het showercentrum bepalen. Daarnaast is uit Fig. 3.8 geen verklaring voor het toenemende verschil tussen de shower- en sigitaalcurvatures af te leiden. In volgende paragraaf zal dan ook nog dieper op de detectorsimulatie worden ingegaan om ook voor deze laatste vaststellingen een degelijke verklaring te kunnen formuleren.

3.2.4 Detectorrespons

Om voor het vervolg van de wetenschappelijke analyse de signaalrisetimes of signaaltvormen bij grote afstanden tot de showerkern te verklaren, werd specifiek de respons van de detector op een “Single Particle Spectrum” onderzocht. Door namelijk het gemiddelde aantal door de DOMs gegenereerde foto-elektronen te vermenigvuldigen met een energiespectrum van secundaire showerdeeltjes op een bepaalde “resampling”-afstand en op een bepaald tijdstip, krijgt men een eerste idee van hoe het uitgangssignaal van de DOMs er voor die afstand en dat tijdstip zal uitzien.

Ter verduidelijking van deze analysetechniek worden in wat volgt enkele extra plots meegegeven. Fig. 3.9 toont bijvoorbeeld hoe voor respectievelijk fotonen, elektronen en muonen de gemiddelde detectorrespons werd bepaald. In eerste instantie werd voor een groot aantal (10000 voor de gamma's en elektronen, 5000 voor de muonen) gesimuleerde invallende deeltjes het aantal gegenereerde foto-elektronen geteld. Men kan dan in een tweedimensionaal histogram het aantal simulaties in functie van het aantal foto-elektronen en de deeltjesenergie uitzetten. Op die manier bekomt men de zogenaamde “boxplots” in de linker kolom van Fig. 3.9. Door in deze plots voor elk energie-interval het gewogen gemiddelde van alle waarden te nemen en afzonderlijk (met foutenvlaggen) af te drukken, krijgt men de overeenkomstige grafieken in de rechter kolom van de figuur. Uit deze laatste kan men dan eenvoudig het aantal gecreëerde foto-elektronen per invallend deeltje met een bepaalde energie aflezen.



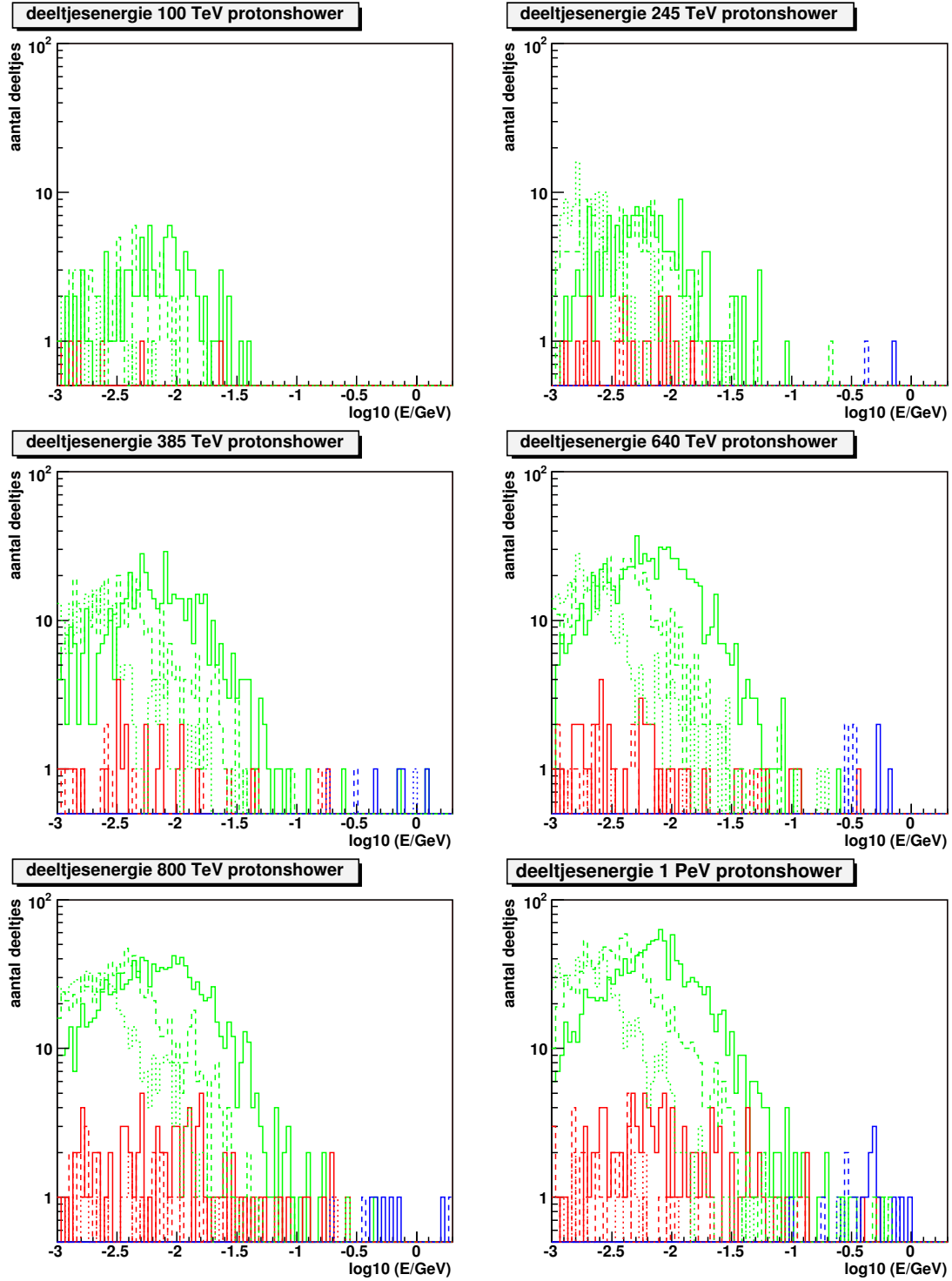
Figuur 3.9: Tweedimensionale histogramma met het aantal SPS-simulaties in functie van het aantal foto-elektronen en de deeltjesenergie (links) en de daaruit afgeleide gemiddelde detectorrespons (rechts).

In Fig. 3.9 valt onmiddellijk het verschil in detectorrespons tussen gamma's en elektronen enerzijds en muonen anderzijds op. Het aantal foto-elektronen dat wordt gegenereerd door een muon lijkt namelijk min of meer te satureren bij ongeveer 0.3 GeV, terwijl fotonen en elektronen deze energie hier niet bereiken zodat voor deze deeltjes enkel een quasi lineaire gemiddelde respons op de plots zichtbaar is.

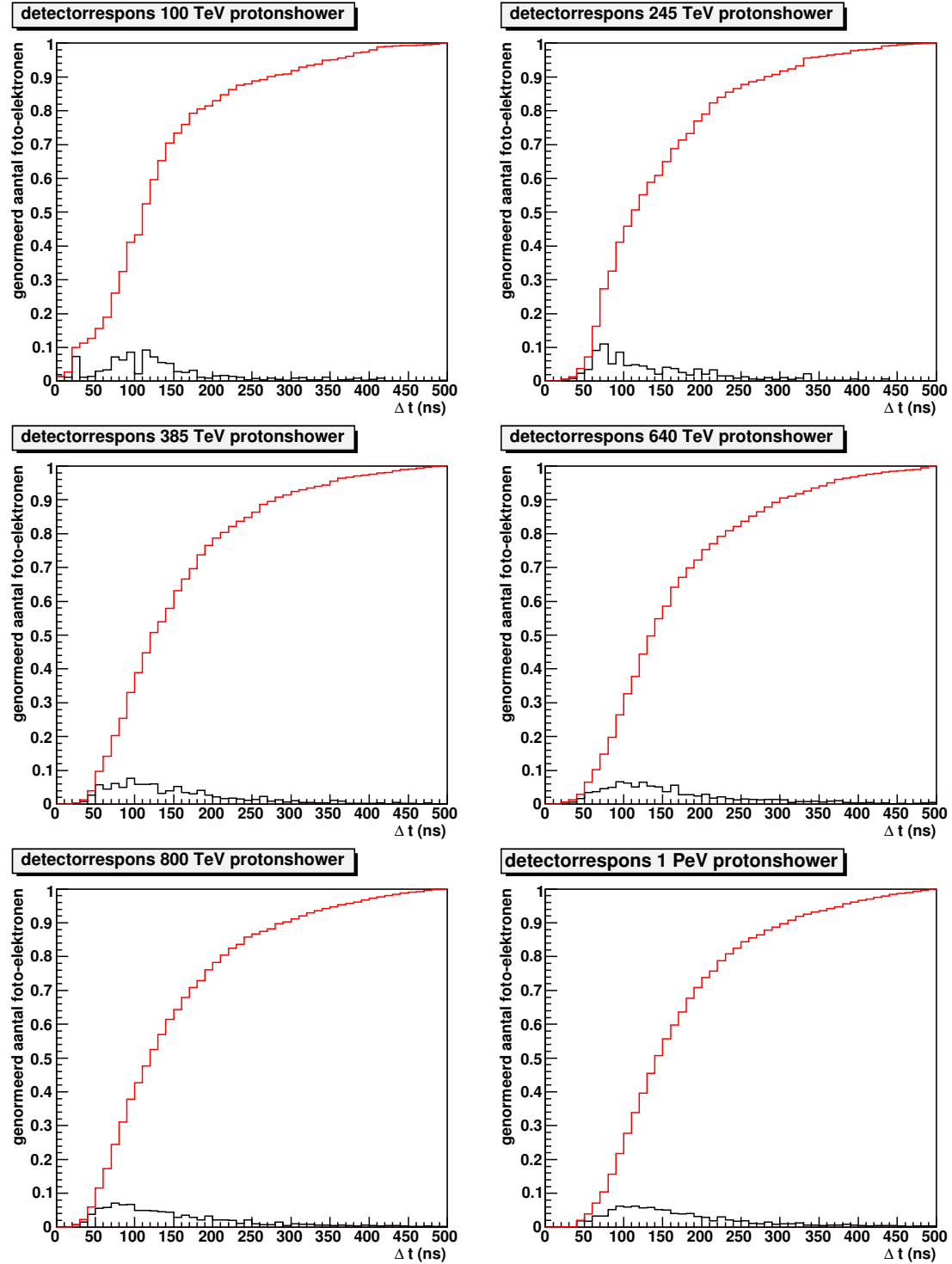
De aanwezigheid van een groot aantal sterk verdeelde simulaties onder en boven het gewogen gemiddelde, is een gevolg van het willekeurig bepalen van de beginparameters van het invallende deeltje (zie paragraaf 3.1.4). Op die manier zijn namelijk – zoals eerder in dit hoofdstuk vermeld – situaties mogelijk waarbij het deeltje de tank diagonaal doorkruist, rakelings langs de tankwand scheert, enzovoort.

Wanneer we nu bovenstaande gemiddelde detectorrespons combineren met een energiedistributie op een bepaalde afstand van de showerkern en een bepaald tijdstip na de showerinval, kunnen we de vorm van het detectorsignaal aan de hand van de gecreëerde foto-elektronen controleren. We zullen met andere woorden het aantal verschillende secundaire deeltjes per energiebin vermenigvuldigen met het gemiddelde aantal foto-elektronen dat die deeltjes bij deze energie genereren. Hierbij zal enkel van het “resampling”-interval (in meter) $[390, 400]$ gebruik gemaakt worden, omdat op deze afstand de signaalrisetimes enerzijds veel kleiner zijn dan men op basis van de showeranalyse zou verwachten en anderzijds (in de meeste gevallen) geen al te grote foutenvlaggen vertonen (zie Fig. 3.6).

Om de gedachten te vestigen worden in Fig. 3.10 enkele van de energiespectra getoond die later voor het berekenen van de aantallen gecreëerde foto-elektronen zullen gebruikt worden. Deze spectra zijn echter voor het optimaliseren van de histogrammen voor tijdsintervallen van 50 ns gegenereerd, terwijl in verdere berekeningen tijdsbins met een breedte van 10 ns gehanteerd zullen worden. Dit laatste is dan ook duidelijk zichtbaar op de plots met detectorresponsen die in Fig. 3.11 worden weergegeven.



Figuur 3.10: Energiedistributie van protonshowers waarbij de secundaire deeltjes afkomstig zijn afkomstig uit het afstandsinterval (in meter) [390, 400] en uit de tijdsintervallen (in ns na eerste inval) [150, 200] (volle lijn), [250, 300] (gestreepte lijn) en [350, 400] (gepunte lijn). Groen staat voor fotonen, rood voor elektronen en positronen en blauw voor muonen.



Figuur 3.11: TankTop detectorrespons op 400m van het showercentrum voor zes verschillende protonshowers. De zwarte curve geeft het genormeerde aantal foto-elektronen, de rode het gecumuleerde genormeerde aantal.

Hoewel Fig. 3.10 slechts voor één bepaalde shower per initiële protonenergie werd gecreëerd, is voor de beschouwde afstand tot het showercentrum toch opnieuw duidelijk dat, ongeacht de primaire energie, zowel het aantal secundaire deeltjes als de gemiddelde energie ervan afneemt naarmate men de shower op latere tijdstippen na inval gaat beschouwen. We zullen hier echter niet verder over de energiedistributie uitweiden, omdat deze al in het tweede hoofdstuk werd besproken.

Vooraleer tot de eigenlijke responsanalyse over te gaan, moet nog vermeld worden dat bij het berekenen ervan soms secundaire deeltjesenergieën voorkwamen die groter waren dan de energiemaxima in Fig. 3.9. In dat geval werd het deeltjesaantal uit de energiedistributiecurve vermenigvuldigd met het aantal foto-elektronen uit de laatste energiebin van de respectievelijke gemiddelde SPS-detectorrespons. Op die manier wordt het totale aantal in de detectietank gegenereerde foto-elektronen enigszins onderschat, maar dit model kan voor het bepalen van een eerste benadering van dit aantal zeker en vast dienst doen. Op de tweede plaats moet benadrukt worden dat van paragraaf 2.3.4 gebruik gemaakt werd om het tijdsmaximum van de detectorrespons vast te leggen. Dit maximum werd namelijk steeds aan 500 ns gelijkgesteld, omdat uit Fig. 2.10 duidelijk blijkt dat op 400 m van de showerkern na deze tijd het gros van de secundaire deeltjes op observatieniveau is ingevallen.

Wanneer we nu specifiek de gecumuleerde detectorrespons voor de zes verschillende proton-showers in Fig. 3.11 gaan bekijken, valt meteen op dat deze – afgezien van een zekere afwijking bij de laagste energie – voor alle primaire energieën opvallend gelijkvormig verloopt. Deze vaststelling is dan ook volledig in overeenkomst met het feit dat de signaalrisetimes op 400 m van de showerkern in Fig. 3.6 binnen de foutenvlaggen ongeveer allemaal dezelfde waarden aannemen.

Het is echter bijzonder merkwaardig dat de risetimes $T_{50} - T_{10}$ en $T_{80} - T_{10}$ die uit de detectorresponsen kunnen afgeleid worden respectievelijk ongeveer 70 ns en 150 ns bedragen, terwijl we op basis van de signaalrisetimes uit paragraaf 3.2.2 waarden zouden verwachten die benadering 40 ns en 80 ns groot zijn. Bovendien zouden we bij de zonet berekende signaaldiktes nog een tiental nanoseconden moeten optellen, omdat in werkelijkheid met elk foto-elektron een “primitief” signaal met een tijdsbreedte van deze orde geassocieerd is. Wanneer we ook met deze laatste opmerking rekening houden, wordt het echter nog moeilijker om aan de hand van bovenstaande plots de kleine signaalrisetimes op grotere afstanden van het showercentrum te verklaren.

Indien men toch op de analyse van de detectorrespons wenst voort te bouwen, zou men er in eerste instantie kunnen voor opteren de berekening van de respons zelf te verbeteren. Zoals eerder vermeld, wordt het fictieve aantal gegenereerde foto-elektronen immers aan

een kleinere hoeveelheid gelijkgesteld, indien de secundaire deeltjesenergie een bepaalde, vooraf vastgelegde waarde overstijgt. Door hieraan te verhelpen kunnen de uit de respons afgeleide risetimes merkkelijk kleiner worden en eventueel wel een plausibele verklaring voor de signaalrisetimes vormen.

Om de signaalanalyse enigszins af te ronden, moeten toch een aantal bedenkingen gemaakt worden. Er treden in de voor dit proefwerk gesimuleerde detectie van protonshowers namelijk drie fysische fenomenen op waarvoor tot op deze hoogte nog steeds geen verklaring kon gevonden worden.

Op de eerste plaats blijft de signaaldikte vanaf ongeveer 150 m van het showercentrum beduidend kleiner dan de overeenkomstige showerdikte bij dezelfde afstand (zie Fig. 2.14 en 3.6). Direct in verband hiermee staat het feit dat de signaalcurvatures op 200 m van de showerkern over het algemeen een maximum lijken te vertonen dat op geen enkele manier met de afvlakking van de showercurvatures kan in verband gebracht worden. Tenslotte is er voor groter wordende centrumafstanden een opvallend toenemend verschil tussen curvatuuretijden van showers en signalen waarneembaar.

Hoofdstuk 4

Samenvatting en besluit

In het eerste hoofdstuk van dit proefwerk werd beknopt een beeld geschetst van wat de begrippen “kosmische staling” en “airshowers” precies inhouden. Er werden bovendien zowel enkele historische mijlpalen in het onderzoek naar deze fenomenen, als een aantal moderne detectietechnieken ervan beschreven. Deze inleiding werd uiteraard afgesloten met de nodige uitleg over de IceTop detector, die bij zijn afwerking in 2010 deel zal uitmaken van het grootse IceCube-observatorium op de Zuidpool.

Het showeronderzoek werd aangevangen met een studie van het op de Monte Carlo theorie gebaseerde simulatiepakket CORSIKA en een aantal van de erin voorkomende opties en parametrisaties. Hierbij werden onder andere een geschikt atmosfeermodel gekozen en de grootte van het magnetisch veld op de plaats van observatie vastgelegd. Bovendien werden de fysische interactiemodellen QGSJET, Gheisha en EGSJET geactiveerd.

Voor de eigenlijke showeranalyse werd enkel van loodrecht invallende gamma's, protonen en ijzerkernen met energieën tussen 100 TeV en 10 PeV als primaire deeltjes gebruik gemaakt. In functie van deze vastgelegde eigenschappen van het kosmische deeltje werd dan vooral op de abundanties, de energiedistributies, de laterale distributies en de curvatures en risetimes van de op aarde invallende secundaire deeltjes ingegaan. Hierbij werd dikwijls naar een artikel [24] over analoog onderzoek van het Pierre Auger Cosmic Ray Observatory gerefereerd.

Uit de plots met deeltjesaantallen (zie Fig. 2.2) bleek dat het aantal secundaire showerdeeltjes evenredig met de energie van het invallende kosmische deeltje toeneemt. Met behulp van een fit aan de datapunten in kwestie kon deze evenredigheid voor de muonaantallen in protonshowers expliciet als een machtswet van de energie (met exponent gelijk aan 0.89366) worden uitgedrukt. Bovendien werd vastgesteld dat in elke airshower het aantal fotonen een factor tien groter is dan het aantal elektronen (en positronen), die op hun beurt in grotere hoeveelheden (afhankelijk van het primaire deeltjestype) aanwezig zijn dan de mu-

onen. Deze verschillen konden eenvoudig aan de hand van de in de shower optredende hadronische en elektromagnetische interacties en hun respectievelijke werkzame doorsneden verklaard worden.

Vervolgens werd uit de verschillende distributiecures afgeleid dat muonen gemiddeld de grootste secundaire energieën met zich meedragen (zie Fig. 2.3) en daarenboven – door het bepalen van hun dichtheid op een gegeven afstand van het showercentrum – toelaten op observatieniveau een onderscheid tussen hadronische en gammashowers te maken (zie Fig. 2.7).

Hoewel de verschillen in curvatures (zie Fig. 2.8 en 2.9) tussen enerzijds gamma-, proton- en ironshowers en anderzijds hun verscheidene invalsenegieën niet volledig correct aan de hand van hun respectievelijke gemiddelde interactiehoogtes in de atmosfeer konden worden begrepen, zijn we er met behulp van de overeenkomstige risetimes (zie Fig. 2.12 en 2.13) toch in geslaagd de karakteristieken ervan te onderzoeken. Uit dit laatste deel van de showeranalyse kon uiteindelijk worden besloten dat ook de showercurvatures ons toelaten om aan kosmische deeltjesidentificatie te doen.

Vooraleer naar de signaalanalyse werd overgestapt, werd eerst de software die voor de detectorsimulatie zou gebruikt worden besproken. Deze droeg de naam TankTop en vereiste net zoals CORSIKA een initialisatie van een aantal erin voorkomende deelpakketten. Wat detectorgeometrie betreft werden bijvoorbeeld steeds twee “DetSim OMs” en slechts één “DetSim Tank” gekozen om in het wereldvolume te implementeren. Deze ene tank was immers voldoende om bij showerinval door middel van de “resampling”-techniek indirect de volledige IceTop detector te simuleren. Afhankelijk van de te onderzoeken detectoreigenschappen werd in plaats van een airshower in sommige gevallen echter van een “Single Particle Spectrum” als deeltjesbron gebruik gemaakt.

De signaalanalyse werd enkel voor loodrecht invallende protonshowers uitgevoerd omdat protonen in het verder bestudeerde energiegebied (100 TeV tot 1 PeV) het meest als primaire kosmische deeltjes voorkomen. Vermits bij de showeranalyse het tellen van het aantal muonen op een bepaalde afstand van de showerkern een relevante parameter voor showeridentificatie bleek, werden om te beginnen de genormeerde signaalbijdragen van detectortanks op negen verschillende “resampling”-afstanden (tussen 10 m en 1 km van het showercentrum) onderzocht (zie Fig. 3.4). Hierbij moest echter worden geconcludeerd dat voor de energieën in kwestie lang niet dezelfde gemiddelde muonbijdragen als in het Pierre Auger Observatory – dat hogere deeltjesenergieën bestudeert – werden bereikt. Er zou dus voor het bepalen van de eigenschappen van het kosmische deeltje met IceTop op andere analysetechnieken een beroep moeten gedaan worden.

Ook voor de signaalcurvatures en -risetimes kwamen de bekomen resultaten niet overeen met de initiële verwachtingen. De curvatures van de signalen stegen in functie van de

afstand tot de showerkern immers zodanig veel sterker dan de overeenkomstige showercurvatures, dat het verschil tussen beide op 1000 m van de showerkern verschillende honderden nanoseconden bedroeg (zie Fig. 3.7). Bovendien bleven de signaalrisetimes – afgezien van een schijnbaar karakteristieke kleine piek op ongeveer 200 m van het showercentrum – opvallend constant. De grote signaalbreedte nabij de showerkern (van de orde 80 ns) kon met behulp van het plotten van genormeerde detectorsignalen (zie Fig. 3.8) vrij eenvoudig verklaard worden, maar een oorzaak voor de andere onbegrepen fenomenen werd hierbij nog niet gevonden.

Onze wetenschappelijke zoektocht moest dus uiteindelijk voortgezet worden op een ander niveau binnen de detector, namelijk dat van de (door de DOMs gegenereerde) fotoelektronen. Door hun aantallen te vermenigvuldigen met een gegeven energiespectrum van secundaire showerdeeltjes, kregen we immers een fundamenteel idee van hoe het uitgangssignaal van de detector er – op een bepaald tijdstip na eerste inval en op een bepaalde afstand tot de showerkern – uitzag. Deze analysetechniek werd op het “resampling”-interval (in meter) [390, 400] toegepast, maar gaf aanleiding tot signalen met risetimes die bijna het dubbele (150 ns of 160 ns in plaats van 80 ns) bedroegen van diegene die eerder bij het onderzoek van de curvatures werden gevonden (zie Fig. 3.11).

We moeten bij deze besluiten dat voor drie van de beschreven signaalkarakteristieken nog steeds geen plausible verklaring kon worden aangeduid. Deze zijn de merkkelijk kleine signaaldikte op grotere afstanden (vanaf ongeveer 150 m) van het showercentrum, het zwakke pieken van de risetimes nabij 200 m van de showerkern en de inconsistentie tussen shower- en signaalcurvatures. Deze karakteristieken konden door de beperkte omvang van dit proefwerk niet verder onderzocht worden, zodat nog een aantal vragen met oog op een meer diepgaande studie open blijven.

Om af te ronden moet nog vermeld worden dat deze analyse van gesimuleerde airshowers en IceTop signalen overduidelijk ontoereikend is om er technieken voor kosmische deeltjesidentificatie op detectorniveau te kunnen uit afleiden. Daarom is in de nabije toekomst nog een pak verder onderzoek naar dit onderwerp vereist. Op gebied van airshowersimulatie zouden bijvoorbeeld showers met hogere energieën (tot 10^{18} eV) en niet loodrecht invallende primaire deeltjes kunnen beschouwd worden. Voor TankTop moeten op de eerste plaats naast protonen ook andere primaire deeltjestypes worden gehanteerd. Daarenboven zou men voor een verbetering van de statistiek van meer showers en “resamplings” – in een groter aantal afstandsintervallen – kunnen gebruik maken. Tenslotte kan men nog een aantal parametrisaties van de TankTop software (bijvoorbeeld de aanwezigheid van sneeuw en ijs rond de tank) verbeteren om de simulaties beter met de realiteit te laten overeenstemmen.

Bibliografie

- [1] *Cosmic Accelerators and Terrestrial Detectors*, R. C. Shellard, Braz. J. Phys. **31** (2001)
- [2] *Kosmische straling: airshowers*, J. W. van Holten, NIKHEF, Amsterdam (2005)
- [3] *Max-Planck-Institut für Kernphysik*
<http://www.mpi-hd.mpg.de/>
- [4] *Pierre Auger Observatory: An International Facility to Study the Highest Energy Cosmic Rays*
<http://www.auger.org/>
- [5] *The Origin of the Cosmic Rays*, R. A. Millikan, G. H. Cameron, Phys. Rev. **32** (1928) 533
- [6] *A Geographic Study of Cosmic Rays*, A. H. Compton, Phys. Rev. **43** (1933) 387
- [7] *Distribution of Arrival Times of Air Shower Particles*, P. Bassi, G. Clarck, B. Rossi, Phys. Rev. **92** (1953) 441
- [8] *Cosmic-Ray Air Showers at Sea Level*, G. Clarck, J. Earl, W. L. Kraushaar, J. Linsley, B. Rossi, F. Scherb, D. W. Scott, Phys. Rev. **122** (1961) 637
- [9] *High Resolution Fly's Eye - Physics at the University of Utah*
<http://www.cosmic-ray.org/>
- [10] *Detection of a Cosmic Ray with Measured Energy Well Beyond the Expected Spectral Cutoff Due to Cosmic Microwave Radiation*, D. J. Bird *et al*, Astrophys. J. **424** (1994) 491
- [11] *IceCube Preliminary Design Document*, The IceCube Collaboration, Revision 1.24 (2001)
- [12] *Coherent Radiation of Fast Electrons in a Medium*, I. M. Frank, I. E. Tamm, Doklady Akad. Nauk SSSR **14** (1937) 107

- [13] *The MAGIC Telescope: Gamma-ray astronomy at low energies with high sensitivity*
<http://wwwmagic.mppmu.mpg.de/>
- [14] *IceCube: Antarctica's crystal ball*, Magazine on European Research, Special Issue Polar Research (2005) 2623
- [15] *Design and Performance of the IceCube Electronics*, R. G. Stokstad, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley (2005)
- [16] *Welcome to IceCube* (homepage)
<http://icecube.wisc.edu/>
- [17] *Air-shower Physics with IceCube: First Engineering Data*, T. K. Gaisser, 29th International Cosmic Ray Conference Pune **00** (2005) 101-106
- [18] *Spookdeeltjes onder het zuidpoolijs*, S. Stroejkens, De Standaard, 23 februari 2006
- [19] *CORSIKA, an Air Shower Simulation Program*
<http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- [20] *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (1998)
- [21] *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*, D. Heck, J. Knapp, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (2005)
- [22] *CERN Scientific Information Service*
<http://library.cern.ch/>
- [23] *National Geophysical Data Center (NGDC): Geomagnetism*
<http://www.ngdc.noaa.gov/seg/geomag/geomag.shtml>
- [24] *Discrimination between Photon, Proton and Iron in Atmospheric Showers*, G. Maurin, F. Cohen, J. Lamblin, J. M. Brunet, C. Lachaud, Collège de France, Paris (2003)
- [25] *Composition measurements with auger*, J. Matthews, GAP **97** (1997) 006
- [26] *tanktop GEANT4 simulation*
<http://icecube.bartol.udel.edu/Simulation/tanktop/index.html>
- [27] *Geant4 - a simulation toolkit*, S. Agostinelli *et al*, Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250-303
- [28] *A Precise Measurement of Cosmic-Ray Proton Spectrum with BESS Spectrometer*, T. Sanuki *et al*, University of Tokyo, Japan (1998)