

Leraar in Onderzoek 2014-2015

Hoogenergetische Kosmische Straling

eindredactie J.J.M. Steijger

*Nationaal Instituut voor subatomaire fysica (Nikhef),
Postbus 41882, NL-1009 DB Amsterdam, Nederland.*

24 maart 2016



Inhoudsopgave

1	Introductie Leraar in Onderzoek	4
2	Een hotspot voor UHECRs: Zichtbaar met HiSPARC?	6
2.1	Abstract	6
2.2	Inleiding	6
2.2.1	Een hotspot aan de hemel?	6
2.2.2	Onderzoeksvraag	7
2.3	Achtergrond	7
2.3.1	Wat komt er van boven?	7
2.3.2	Hoek-afhankelijkheden	8
2.4	Methode	8
2.4.1	Data selectie	8
2.4.2	Footprint van de shower	8
2.4.3	Selectie op basis van puls-integraal	9
2.4.4	Data consistentie	9
2.4.5	Omzetten cordinaatstelsels	11
2.4.6	Maken van de hemelkaart	11
2.4.7	Oversampling procedure	15
2.4.8	Statistische analyse met behulp van Li-Ma vergelijking	15
2.5	Resultaten	15
2.5.1	Verificatie algoritme	15
2.5.2	Resultaten HiSPARC	17
2.5.3	Resultaatbespreking en discussie	19
2.6	Conclusie	21
2.7	Dankwoord	22
3	De onzekerheid in de bepaling van azimut en zenit bij een ruitvormig detectiestation	24
3.1	Inleiding	24
3.1.1	Detectie van kosmische straling	25
3.2	Doelstelling en onderzoeksvragen	25
3.2.1	Efficiëntie	26
3.2.2	De onbepaaldheid in azimut en zenit	26
3.2.3	Geometrie van detectiestation 508	26
3.3	Meet methode	26
3.4	Resultaten	27
3.4.1	Vorm van de zenit en azimut diagrammen	27
3.5	Analyse methode	27
3.5.1	Bepaling van afstanden tot $y(x) = x$	28
3.5.2	Analyse met behulp van Cauchy	28
3.6	Conclusies en verklaringen	29
3.6.1	Geometrie Detectiestation 508	29
3.6.2	Evaluatie LIO-project en aanbevelingen	30
3.7	Appendices	31
3.7.1	De azimut en zenit diagrammen per detectorcombinatie	31
3.7.2	Afleiding afstandsformule voor Python	31
3.7.3	Bepaling van FWHM bij een Cauchy-verdeling	32
3.7.4	Loodrechte afstanden bij azimut en zenit per detectorcombinatie	32
3.7.5	Cauchy-verdelingen voor de loodrechte afstanden voor azimut en zenit	33
3.7.6	Rekenvoorbeeld onbepaaldheid	33
4	Spreiding van aankomsttijdsverschillen in HiSPARC	36
4.1	Inleiding	36
4.1.1	Aankomsttijdsverschil	38
4.1.2	Doelstelling en onderzoeksvragen	39
4.1.3	Hypothese	39
4.2	Onderzoek van HiSPARC data	40
4.2.1	Onderzoek van grote datasets en andere stations	40
4.2.2	Kwantitatieve beschrijving van de verdeling van aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen	40
4.2.3	Resultaat en conclusie	41
4.3	Timewalk	41
4.3.1	Een model voor time walk correctie	41
4.3.2	Fit van het model aan HiSPARC data	42
4.3.3	Timewalk analyse en correctie voor station 102.	42

4.3.4	Time walk correctie voor HiSPARC station 501	43
4.3.5	Resultaat en conclusie	44
4.4	Onderzoek van CORSIKA simulaties .	44
4.4.1	Onderzoek naar spreiding in aankomsttijdsverschillen in CORSIKA uitvoer	44
4.4.2	Onderzoek naar spreiding in aankomsttijdsverschillen met detectorsimulatie	45
4.5	Conclusies	48
4.6	Discussie	49
5	Educatieve activiteiten	50
5.1	Woudschotenconferentie voor natuur- kundedocenten	50
5.2	Ontwikkeling nieuwe nevelkamer . . .	50
5.3	Notebooks infopakket	50
5.4	Event display voor gebruik in lessen verbeterd	51
5.5	Vorbereiden masterclass docenten . .	51
6	Conclusie	52

1 Introductie Leraar in Onderzoek

Het FOM¹ programma *Leraar in Onderzoek* (LiO) stelt HAVO/VWO docenten natuurkunde in de gelegenheid om een jaar lang, één dag in de week, onderzoek uit te voeren bij een aan FOM gelieerde wetenschappelijke instelling. Op deze wijze komen docenten uit het voorgezet middelbaar onderwijs een jaar lang in nauw contact met de academies, nemen nader kennis van de huidige wetenschappelijke wijze van werken, ontwikkelen hun eigen onderzoeks vaardigheden en zullen hierdoor waarschijnlijk bewust en onbewust enthousiasme voor een universitaire studie natuurkunde aan scholieren weten over te brengen. Het onderzoek richt zich, naast een aantal didactische aspecten, vooral op het oplossen van hedendaagse natuurwetenschappelijke vraagstukken.

Dit programma voorziet in een behoefte zoals blijkt uit het feit dat het aantal sollicitaties voor een LIO positie elk jaar weer het aantal beschikbare plaatsen overtreft. Er is ook ieder jaar weer een positieve evaluatie van de deelnemende docenten.

Tijdens het academische jaar 2014/2015 hebben wederom docenten onderzoek uitgevoerd op het gebied van de subatomaire natuurkunde. Sabine Beijen, Gilbert Carmelia en Tom Kooij zijn werkzaam geweest bij Nikhef in Amsterdam. Het terrein van hun docentenonderzoek is enerzijds de astrodeeltjes fysica toegespitst op wat het HiSPARC experiment daarin kan bijdragen, en anderzijds de instrumentele kant van dit experiment. Het LIO programma en het HiSPARC

experiment hebben een grote mate van synergie. In HiSPARC wordt door op meer dan 100 scholen een voor die scholen behapbare detector te installeren, een groot netwerk gecreëerd dat voor wetenschappelijke instituten interessant is. Leerlingen maken met behulp van *hun* detector kennis met wetenschappelijk onderzoek Dit resulteerde al in tientallen profielwerkstukken. Bij het hoger onderwijs werden in dit kader door studenten diverse bachelor en master theses geschreven. Ook heeft de eerste promotie met dit experiment plaats gevonden. In het LIO programma maken de HAVO/VWO docenten kennis met deze academische kant van het HiSPARC experiment.

In de volgende hoofdstukken doen de drie leraren verslag van hun eigen wetenschappelijk onderzoek. Naast dit onderzoek hebben de docenten ook bijdragen geleverd aan de ontwikkeling van lesmateriaal voor het voortgezet onderwijs voor dit project.

Tenslotte beschrijven David Fokkema en Niek Schultheiss hun activiteiten om de interessante fysika en onderzoeks methoden en -middelen die in het HiSPARC project aan bod komen naar de klas toe te brengen.

Begeleiding: Bob van Eijk, David Fokkema, Jan-Willem van Holten, Arne de Laat, Niek Schultheiss en Jos Steijger².

¹Het project *Leraar in Onderzoek* wordt financieel mogelijk gemaakt door de Stichting Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM).

²Dit document (en de rapporten uit 2008/2009, 2009/2010, 2010/2011 en 2011/2012) zijn ook elektronisch beschikbaar via de HiSPARC website www.hisparc.nl.

2 Een hotspot voor UHECRs: Zichtbaar met HiSPARC?

Sabine I. Beijen



Sabine Beijen is als eerstegraadsdocent Natuurkunde verbonden aan het Candea College te Duiven. Zij heeft aan de Universiteit Twente in 2009 haar master in Biomedical Engineering behaald. Daarna is zij via het programma *Eerst de Klas* gestart in het onderwijs. Tijdens *Eerst de Klas* heeft zij, naast de opgedane leservaring, haar eerstegraadsbevoegdheid voor Natuurkunde behaald aan de Universiteit Utrecht en heeft zij één dag in de week deelgenomen aan een leiderschapsprogramma. Met ingang van schooljaar 2014-2015 is Sabine ook werkzaam als docent Onderzoek en Ontwerpen binnen het Technasium op het Candea College.

2.1 Abstract

In augustus 2014 is door Abbasi en anderen in de *Astrophysical Journal Letters* een hotspot gerapporteerd. De hotspot is gesitueerd op rechte klimming $146,7^\circ$ en declinatie $43,2^\circ$; voor kosmische straling waarbij voor het primaire deeltje geldt dat $E > 57$ EeV. In dit onderzoek is gekeken of deze hotspot ook in HiSPARC-data waargenomen kan worden.

Er is een dataset samengesteld uit de HiSPARC-data met 268 hoog-energetische events. Daarnaast is een uitdrukking voor de verwachte hoeveelheid gemeten straling opgesteld. Met deze elementen is vervolgens de door Abbasi gehanteerde procedure zoveel mogelijk gevolgd: er is over 20° -radius cirkels versmeerd, waarna met het significantie-algoritme van Li en Ma is berekend of het gemeten aantal showers significant afwijkt van de verwachting.

De hotspot, zoals gerapporteerd door Abbasi, is

niet significant aanwezig in de vastgestelde HiSPARC-dataset. Dit is toe te schrijven aan de primaire energieën van showers in de dataset: deze blijken in de orde van 1 EeV te zitten. Het is naar verwachting niet mogelijk om met de huidige inrichting van het HiSPARC-netwerk tot voldoende hoog-energetische events te komen.

2.2 Inleiding

2.2.1 Een hotspot aan de hemel?

De hemel kan worden gezien als een isotrope emitter van kosmische straling. Met andere woorden, uit alle richtingen komt bij benadering evenveel kosmische straling onze kant op.

Uit verschillende studies blijkt echter dat er, voor verschillende energieën en voor verschillende soorten deeltjes, in meer of mindere mate anisotropieën vast

te stellen zijn [1]. Zo blijkt voor kosmische straling met energieën in de orde TeVs het effect van het draaien van de aarde rond de zon zichtbaar te zijn [1]. Heel dikwijls moeten claims voor anisotropieën echter met voorzichtigheid worden benaderd, zeker wanneer het gaat om anisotropieën voor zeer hoog energetische deeltjes. Het aantal deeltjes dat per jaar op 1 m² neerkomt (de flux) wordt namelijk lager naarmate de energie van het primaire deeltje stijgt. Hiermee neemt ook de mogelijkheid tot statistisch voldoende sterke onderbouwing van ogenschijnlijke afwijkingen af. In dit onderzoek wordt gekeken naar deeltjes in het ultra-hoog energetische deel van het spectrum, de zogenaamde UHECRs (Ultra-High Energy Cosmic Rays). Het gaat hier om primaire deeltjes met energieën > 10¹⁸ eV. In 2013 waren nog geen harde bewijzen voor anisotropieën bij deze vorm van kosmische straling gevonden [1, 2]. De zoektocht naar voorkeuren in aankomstrichting gaat echter nog altijd door en is een actueel onderwerp van discussie. In augustus 2014 werd in *The Astrophysical Journal Letters* een artikel gepubliceerd waarin de ontdekking van een hotspot aan de hemel wordt opgeëist [3]. Dit resultaat is gemeten met het Telescope Array experiment (TA experiment). De hotspot is gesitueerd op rechte klimming 146,7° en declinatie 43,2°; voor kosmische straling waarbij voor het primaire deeltje geldt dat $E > 57$ EeV. Voor de aanwezigheid van deze hotspot wordt een significantie van 5,1σ geclaimd.

2.2.2 Onderzoeksvraag

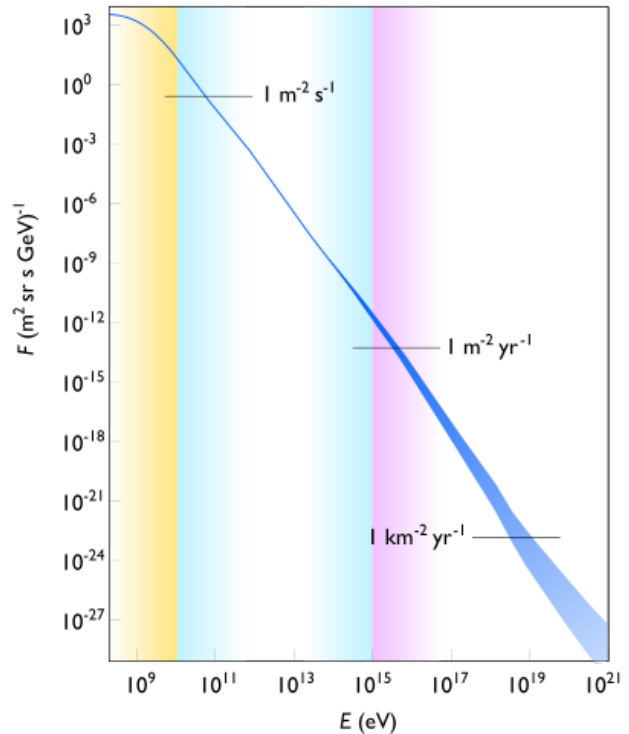
Bovenstaande resultaten zijn aanleiding om de vraag te stellen of de genoemde hotspot ook in HiSPARC-data te zien is. De centrale vraag die dan ook in dit LiO-onderzoek is gesteld luidt: *Kan een hotspot, zoals deze is gepresenteerd in de paper van Abbasi e.a., ook gezien worden in de data gemeten door het HiSPARC cluster Amsterdam Science-Park?*

2.3 Achtergrond

2.3.1 Wat komt er van boven?

Vanuit de ruimte wordt de aarde voortdurend gebombardeed door kosmische stralen. Deze stralen zijn

feitelijk deeltjes, die kunnen variëren in aard en energie. Energieën van enkele GeVs, maar ook energieën in ordegrottes van 10¹¹ GeV komen voor. In figuur



Figuur 2.1: Spectrum van kosmische stralen. Flux weergegeven tegen energie.

2.1³ staat het spectrum weergegeven van kosmische straling. Hieruit wordt duidelijk dat hoe hoger de energie van de primaire deeltjes is, hoe minder vaak de deeltjes voorkomen. Wanneer de energie met een factor 10 stijgt, blijkt het aantal waargenomen deeltjes bij benadering met een factor 1000 af te nemen. In dit onderzoek zijn de UHECRs van belang. Dit betreft deeltjes met energie groter dan 1 EeV (= 10¹⁸ eV). Wat de bron van deze deeltjes is, is nog onderwerp van discussie. Als mogelijke bronnen worden

³Bron figuur 2.1: Wikipedia, Cosmic ray flux versus particle energy, https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray#/media/File:Cosmic_ray_flux_vs_particle_energy.svg, datum bezocht: 12-07-2015, datum laatste update: onbekend.

supernovae, pulsars, galactische kernen, gamma-ray bursts en radio-galaxies opgevoerd [4, 5]. De gedachte dat deze deeltjes niet uit één gebeurtenis of bron ontstaan, maar het gevolg zijn van verschillende versnellingen tijdens de reis door het heelal is inmiddels geaccepteerd [6]. Welke van bovengenoemde structuren dan (in de meeste mate) verantwoordelijk is voor deze versnellingen blijft onderwerp van onderzoek.

2.3.2 Hoek-afhankelijkheden

Van de binnenkomende en gemeten showers is het belangrijk om te kunnen reconstrueren uit welke richting deze afkomstig zijn. Over de afhankelijkheid van hoogte en windrichting is reeds het nodige bekend. Een HiSPARC-detector meet in horizon-coördinaten. Het punt recht boven de detector heet het zenit. De positie van waar een shower binnenkomt kan ten eerste worden beschreven met de zenithhoek (θ). Deze is gedefinieerd als $\theta = 0^\circ$ recht boven de detector en $\theta = 90^\circ$ op de horizon. De links-rechts aanduiding die daar vervolgens bij nodig is, wordt gegeven als azimut. Ook hier hoort een hoekaanduiding (ϕ) bij: het oosten is gedefinieerd als $\phi = 0^\circ$, het noorden als $\phi = 90^\circ$, west als $\phi = 180^\circ$ en zuid als $\phi = 270^\circ$.

Gezien het isotrope karakter van de hemel als emitter, is het te verwachten dat uit iedere windrichting evenveel showers (en daarmee dus feitelijk primaire deeltjes) worden gemeten per tijdseenheid. De azimutale verdeling zal dan ook horizontaal lopen wanneer het aantal gemeten showers wordt uitgezet tegen hoek ϕ .

Voor de zenithoeken ligt dit echter wat ingewikkelder. Niet uit alle hoeken zullen evenveel events worden gedetecteerd. De reden is tweeledig. Ten eerste is de afstand die een shower door de atmosfeer aflegt van belang. Waar aanvankelijk het aantal deeltjes in een shower toeneemt zal op een bepaalde hoogte de energie van de laatste generatie deeltjes niet meer groot genoeg zijn om vorming van nieuwe deeltjes te initiëren. Vanaf dat moment dooft de shower dus uit ten gevolge van absorptie. De diepte in de atmosfeer waarop de meeste deeltjes in de shower aanwezig zijn noemen we ook wel de karakteristieke diepte X_{\max} . Wanneer het pad door de atmosfeer langer wordt, wordt de kans op detectie na een ze-

kere afstand dus weer kleiner door het uitdoven van showers. Een shower die onder een grotere zenithhoek binnenkomt zal een langere weg door de atmosfeer afleggen, waardoor de kans op succesvolle detectie afneemt naarmate de zenithhoek toeneemt.

Daarnaast is het van belang dat de hemel gezien wordt als een bol. Wanneer er gekeken wordt naar de oppervlakte van een bandje onder een bepaalde hoek, zal dit oppervlak groter worden met toenemende zenithhoek. Het is vervolgens intuïtief dat uit een groter oppervlak meer showers afkomstig zullen zijn. Verschillende auteurs geven een wiskundige relatie tussen waargenomen resultaten (aantallen showers, samenstelling van showers) en zenithhoek waaronder de shower binnenkomt. Zo beschrijven Iyono en anderen [7] het aantal elektronen in een shower als functie van de zenithhoek:

$$N_e(\theta) = N_e(0) \exp\left(\frac{-X_0}{\lambda}(\sec\theta - 1)\right) \quad (2.1)$$

en vinden we in werk van Ciampa en anderen [8] een beschrijving van het aantal showers als functie van de zenithhoek:

$$\ln \Phi = C \sec\theta + D \quad (2.2)$$

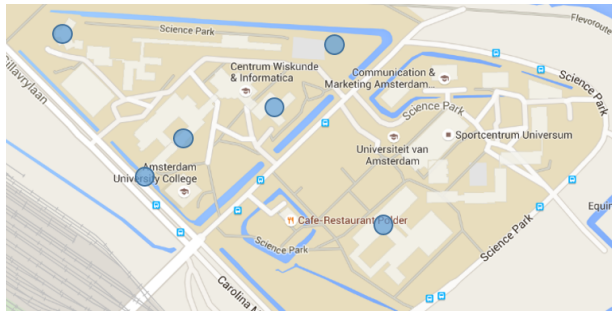
2.4 Methode

2.4.1 Data selectie

Om tot een uitspraak te komen of het mogelijk is om met HiSPARC-detectors de hotspot waar te nemen, moet er als eerste een dataset worden vastgesteld waarin showers zijn opgenomen die het gevolg zijn van een zeer hoog energetisch primair deeltje.

2.4.2 Footprint van de shower

Met behulp van het SAPHIRE-pakket zijn er coïncidenties gedownload. Deze besloegen de periode van 1 februari 2010 tot 1 februari 2015. Er is gekeken naar zes stations, waarvan in redelijkheid aangenomen kan worden dat zij gedurende die jaren online waren en goed gepositioneerd stonden. Het gaat dan om stations 501, 502, 503, 504, 505 en 509. In figuur



Figuur 2.2: Positionering stations op het Science-Park.

2.2⁴ is de positie van deze stations op het Science-Park aangegeven. Als voorwaarde bij het downloaden van de coïncidenties is aangegeven dat alle zes de stations deel moeten nemen aan de coïncidentie. Door het gebruik van deze voorwaarde wordt een eerste schifting gemaakt in de geregistreerde events gedurende de vijf jaar: de geregistreerde shower moet over een flink oppervlak meetbaar zijn. Aan een dergelijke shower moet een hoog-energetisch primair deeltje ten grondslag hebben gelegen. Vervolgens wordt geëist dat de richtingsreconstructie van de showers met behulp van SAPHIRE succesvol kan worden uitgevoerd.

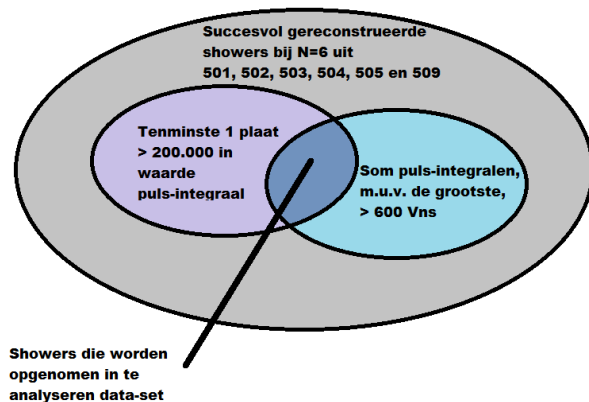
2.4.3 Selectie op basis van puls-integraal

Wanneer in een detector een ioniserend deeltje passeert, geeft dit met behulp van een scintillatorplaat en een fotomultiplier een puls af in de elektronica. De pulsen die horen bij een passerende shower (heel veel deeltjes) kunnen op meerdere manieren worden geanalyseerd. Eén van de mogelijkheden is het bekijken van de zogenaamde puls-integraal. Dit is een maat voor het aantal deeltjes dat door de detector gaat tijdens het passeren van de shower. Hierbij moet worden opgemerkt dat voor grote showers de detectorrespons en aantal deeltjes geen lineair verband vertonen. Er wordt nu op twee manieren in de dataset gezocht:

⁴Bron figuur 2.2: Afbeelding afkomstig van google maps, benaderd via maps.google.com. Posities stations overgenomen van <http://www.hisparc.nl/over-hisparc/organisatie/amsterdam/science-park/>, laatste update: onbekend, benaderd op 22-7-2015.

1. Selecteer die coïncidenties waarbij tenminste één detectorplaat uit een deelnemend station een pulsintegraal heeft die over de 200 Vns gaat.
2. Selecteer die coïncidenties waarbij het station met de detector met de grootste pulsintegraal uitgesloten, de som van pulsintegralen van de detectoren in de overige stations over de grens van 600 Vns gaat.

Beide selectiecriteria kunnen aanleiding zijn om een shower aan te merken als afkomstig van een zeer hoog energetisch kosmisch deeltje. Maar criterium 1 zou ook op iets anders kunnen selecteren: showers waarvan de shower-core toevalligerwijs door een station gaat. Om meer zekerheid te hebben dat er daadwerkelijk naar grote showers gekeken wordt, wordt in de uiteindelijke dataset alleen de overlap tussen selecties 1 en 2 opgenomen. Doordat de coïncidenties in beide groepen voorkomen kan met zekere waarschijnlijkheid worden gesteld dat het om een grote shower gaat, en daarmee om een hoog-energetisch primair kosmisch deeltje. Dit proces van data-selectie als geheel staat weergegeven in figuur 2.3.



Figuur 2.3: Visualisatie van de data selectie.

2.4.4 Data consistentie

Voordat er nu naar de hemel gekeken kan worden is het van belang eerst na te gaan of de dataset die

verkregen is door bovenstaande selectieprocedure betekenisvol is. Hiervoor wordt achtereenvolgens naar de zenit-verdeling, de azimutverdeling en de tijdsverschillen tussen twee opeenvolgende showers gekeken. De zenit-hoek afhankelijkheid werd beschreven in het werk van Ciampa [8], zie ook vergelijking 2.2. Wanneer D als combinatie van constante C en constante Φ_0 (een maat voor het aantal showers bij $\theta = 0^\circ$ wordt vastgelegd, dan volgt via $D = \ln \Phi_0 - C$:

$$\ln \Phi = C \sec \theta + \ln \Phi_0 - C \quad (2.3)$$

$$= \ln \Phi_0 + C(\sec \theta - 1), \quad (2.4)$$

oftewel:

$$\Phi(\theta) = \Phi_0 \exp(C(\sec \theta - 1)) \quad (2.5)$$

De vorm van deze vergelijking komt overeen met werk van Iyono en anderen [7], waarmee het verloop van het aantal elektronen in een shower wordt beschreven. Zie vergelijking 2.1. Vergelijking 2.5 geeft een uitdrukking voor de dichtheid van showers. Vanaf de verschillende hoogtes aan de hemel meten we echter aantallen showers. Hiervoor moet de dichtheid vermenigvuldigd worden met het oppervlak van een ring op de hemel op deze zenithoek. Bekijken we de hemel als bol dan kan worden afgeleid dat voor de oppervlakte van het bandje met breedte $r d\theta$ op zenithoek θ geldt:

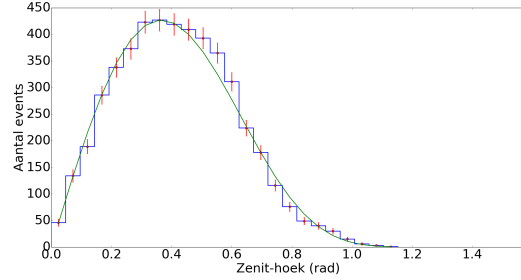
$$A = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta \quad (2.6)$$

Het aantal showers is te vinden door vergelijking 2.5 en 2.6 met elkaar te vermenigvuldigen.

Daarnaast zijn geometrische eigenschappen van invloed. Door vergroting van de hoek met de zenit waaronder de shower binnenkomt, wordt het effectieve detectie-oppervlak kleiner. Geometrisch inzicht laat zien dat dit evenredig is met $\cos \theta$ [9]. Het totale aantal showers, als functie van de zenit-hoek θ , wordt nu beschreven door:

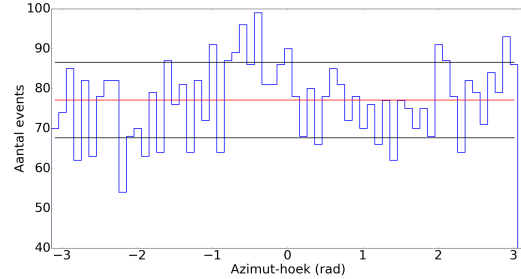
$$\Phi(\theta) = \Phi_n \exp(C(\sec \theta - 1)) \sin \theta \cos \theta. \quad (2.7)$$

Hierin geldt dat $\Phi_n = \Phi_0 2\pi r^2$. In vergelijking 2.7 kunnen parameters Φ_n en C worden geschat aan de hand van een functie-fit op de zenit-hoekverdeling van de gemeten data. Een voorbeeld van zo'n set, inclusief gefitte curve, staat weergegeven in figuur 2.4.



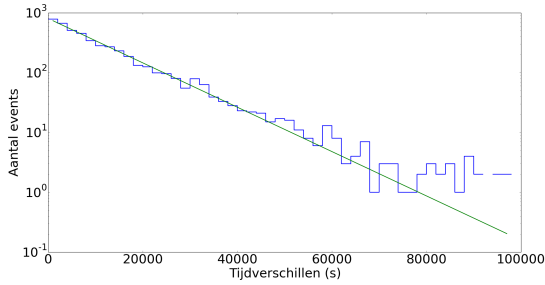
Figuur 2.4: Voorbeeld zenit-verdeling $\Phi_n = 1879$; $C = -5,43$; $\chi^2_{\text{NDF}} = 1,34$.

Voor wat betreft de azimut-verdeling is het te verwachten dat uit alle windrichtingen evenveel showers worden gedetecteerd. De dataset zou dus een horizontale lijn moeten opleveren in de verdeling van azimut-hoeken. Een voorbeeld van zon dataset, inclusief gemiddelde binhoogte en één standaardafwijking, staat weergegeven in figuur 2.5.



Figuur 2.5: Voorbeeld van verdeling azimuthoeken met aangegeven μ en de 1σ -lijn $\mu = 77,2$; $\sigma = 9,5$; $\chi^2_{\text{NDF}} = 1,26$.

Als laatste criterium wordt gekeken hoe de tijdsintervallen tussen twee opeenvolgende showers zijn verdeeld. De verwachting is dat deze tijdsintervallen exponentieel verdeeld zijn. De kans op het meten van een shower is immers onafhankelijk van het tijdstip waarop gekeken wordt. Een gedeelte van de verdeling van deze tijdsverschillen in een dataset staat weergegeven in figuur 2.6. Er heeft een afsnijding plaatsgevonden voor de (zeer) hoge tijdsverschillen. Deze zul-



Figuur 2.6: Voorbeeld van verdeling tijdverschillen tussen twee opeenvolgende events. In groen de fit door de binmiddens: $y = 802 \exp\left(-\frac{\Delta t}{1.12 \cdot 10^5}\right)$, $\chi^2_{\text{NDF}} = 1, 40$.

len voornamelijk ruis bevatten: stations zijn bij tijd en wijle en om verschillende redenen uitgeschakeld geweest. Dit levert dus onevenredig lange tijdsintervallen met *stilte* op, die niet veroorzaakt zijn door de afwezigheid van showers, maar door het uitblijven van detectie. In figuur 2.6 is dit effect aan de rechterkant ook reeds terug te zien, de afwijkingen van de gefitte curve worden beduidend groter naarmate de tijdsintervallen oplopen.

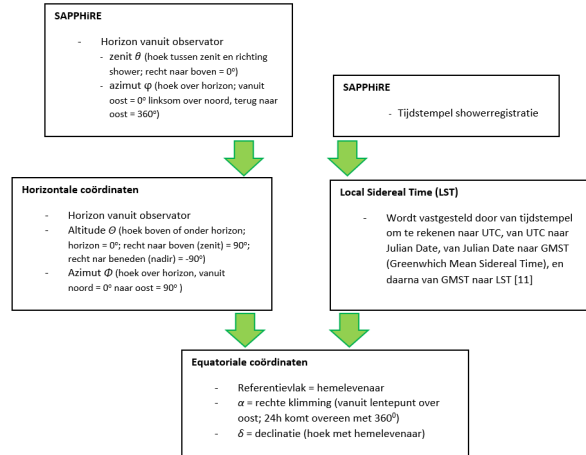
2.4.5 Omzetten cordinaatstelsels

De resultaten van de richtingsreconstructie uit SAPHIRE worden uitgedrukt in een zenithoek en een azimuthhoek. Om een vergelijking te kunnen maken met de resultaten van Abbasi, moeten de hoeken worden omgezet naar equatoriale coördinaten. Figuur 2.7 illustreert het algoritme, dat inmiddels is geïmplementeerd in SAPHIRE [10]. De rekenkundige bewerkingen die gebruikt zijn, zijn grotendeels afkomstig uit het werk van Duffet-Smith [11].

2.4.6 Maken van de hemelkaart

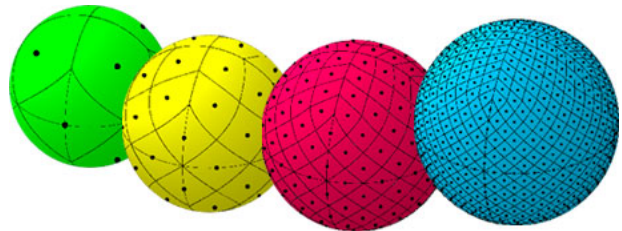
2.4.6.1 Weergeven van events

De events uit de dataset kunnen op verschillende wijze worden gerepresenteerd. In dit onderzoek is gebruik gemaakt van de toolbox *Healpix* in Python [12]. Met dit pakket wordt een bol (in dit geval de hemel) gebind in vakjes van gelijke oppervlak. De mid-



Figuur 2.7: Schematische weergave van de omzetting van de coördinaten en tijdstempels uit SAPHIRE naar het equatoriale coördinatenstelsel.

dens van de bins liggen steeds op gelijke hoogte op de bol (vergelijk dit met gelijke breedtegraad), dit is geïllustreerd in figuur 2.8⁵. De waargenomen events



Figuur 2.8: Bolvormige objecten gebind, op basis van gelijke oppervlaktes op de bol.

worden weergegeven in equatoriale coördinaten in gebinde Mollweide projectie⁶.

⁵Bron figuur 2.8: Jet Propulsion Laboratory, <http://healpix.jpl.nasa.gov/>, laatste update: onbekend, datum geraadpleegd: 22-7-2015.

⁶Voor meer informatie over de Mollweide-projectie, zie: <https://nl.wikipedia.org/wiki/Mollweideprojectie>.

2.4.6.2 Verwacht aantal gemeten events onder de aanname van een uniforme verdeling over de hemel

Vergelijking 2.7 geeft een uitdrukking voor het aantal showers als functie van de zenithhoek. Deze is gebaseerd op het feit dat de oppervlakte van een band op de bol groter wordt naarmate je dichterbij de *evenaar* komt. In Healpix is het echter zo dat iedere bin een even grote oppervlakte heeft. Daardoor is het aantal verwachte showers per bin evenredig met de showerdichtheid en is de afhankelijkheid van $\sin \theta$ niet langer aan de orde. Er dient wel nog rekening te worden gehouden met verandering van het effectieve detectie-oppervlak. De beschrijving voor de te verwachten verdeling van showers uit verschillende punten op de hemel luidt dan:

$$\Phi(\theta) = \Phi_0 \exp(C(\sec \theta - 1)) \cos \theta. \quad (2.8)$$

Hierin is Φ_0 weer hetzelfde gedefinieerd als in vergelijking 2.5. Om uiteindelijk met deze uitdrukking te kunnen werken in het equatoriale coördinatensysteem, is een passende uitdrukking voor $\cos \theta$ nodig.

Voor lengte- en breedtegraad van de detector in Earth-Centered Earth-Fixed coördinaten (ECEF) geldt [9]:

$$\begin{pmatrix} x_d \\ y_d \\ z_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi \cos \lambda \\ \cos \phi \sin \lambda \\ \sin \phi \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Hierin is ϕ de breedtegraad en λ de lengtegraad. Het subscript d geeft aan dat het om de detector gaat. Met deze beschrijving wordt een vector gegeven die vanuit het middelpunt van de aarde naar de locatie van de detector wijst. De noord- en zuidpool van de aardas worden in de hemel geprojecteerd als noord- en zuidpool op de hemelbol. De aardse equator levert, geprojecteerd op de hemelbol, de hemelevenaar. De nulpunten van deze equator draaien echter niet met de aardse nulpunten mee.

De hoogte van de declinatie (δ) wordt gemeten vanaf de hemelevenaar en de rechte klimming (α) wordt gemeten vanaf het lentepunt. Wanneer de situatie bekeken wordt op het moment dat er een lentepunt passage op Greenwich plaatsvindt, dan geldt het vol-

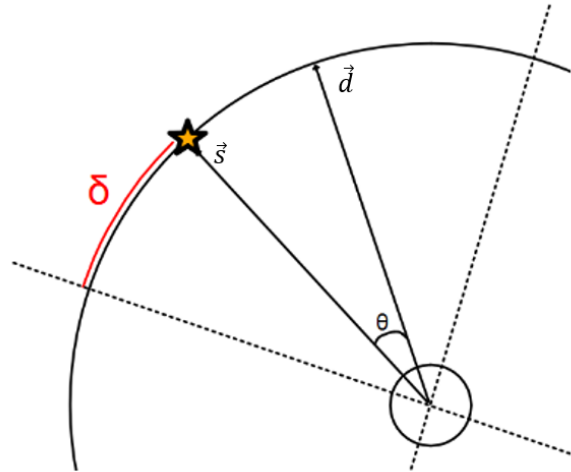
gende [9]:

$$\begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Het subscript s geeft aan dat het om coördinaten van de shower gaat. Vergelijking 2.10 bevat een vector die, onder de aanname dat Greenwich en het lentepunt boven elkaar staan, vanuit het middelpunt van de aarde naar de positie aan de hemel wijst waar de shower vandaan is gekomen. Door van bovenstaande vectoren nu het inproduct te nemen, wordt $\cos \theta$ gevonden [9].

$$\cos \theta = \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_d \\ y_d \\ z_d \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Hierin is θ de hoek tussen de zenit van de detector en de richting van het binnenkomende deeltje. Dit is geïllustreerd in figuur 2.9.



Figuur 2.9: Weergave vectoren vanuit middelpunt aarde naar zenit van de detector en naaar een event op hemelbol.

Voor alle momenten waarop het lentepunt niet boven Greenwich staat, moet de uitdrukking gecorrigeerd worden. Hiervoor moet er een rotatie plaatsvinden

die leidt tot het in lijn brengen van Greenwich en het lentepunt.

Het tijdstip van observatie kan worden omgerekend naar GMST. De GMST komt overeen met de uurhoek tussen Greenwich en het lentepunt. Dat betekent dat deze uurhoek de hoek is die in de volgende rotatie moet worden gebruikt:

$$\begin{pmatrix} x'_d \\ y'_d \\ z'_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(GMST \cdot \omega_a) & \sin(GMST \cdot \omega_a) & 0 \\ -\sin(GMST \cdot \omega_a) & \cos(GMST \cdot \omega_a) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_d \\ y_d \\ z_d \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

$$\begin{pmatrix} x'_d \\ y'_d \\ z'_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_d \cos(GMST \cdot \omega_a) + y_d \sin(GMST \cdot \omega_a) \\ -x_d \sin(GMST \cdot \omega_a) + y_d \cos(GMST \cdot \omega_a) \\ z_d \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

In deze uitdrukkingen staat ω_a voor de hoeksnelheid waarmee de aarde om zijn eigen as draait. Onder de aanname dat de hemelbol een straal 1 heeft en beide vectoren dus ook genormeerd zijn op 1, leidt dit tot [9]:

$$\cos \theta = \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x'_d \\ y'_d \\ z'_d \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$\cos \theta = \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_d \cos(GMST \cdot \omega_a) + y_d \sin(GMST \cdot \omega_a) \\ -x_d \sin(GMST \cdot \omega_a) + y_d \cos(GMST \cdot \omega_a) \\ z_d \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Substitutie van vergelijkingen 2.9 en 2.10 in vergelijking 2.15 leidt dan tot slot tot de uitdrukking:

$$\cos \theta = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \phi \cos \lambda \cos(GMST \cdot \omega_a) + \cos \phi \sin \lambda \sin(GMST \cdot \omega_a) \\ -\cos \phi \cos \lambda \sin(GMST \cdot \omega_a) + \cos \phi \sin \lambda \cos(GMST \cdot \omega_a) \\ \sin \phi \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

En uiteindelijk leidt dan samenvoeging met vergelijking 2.8 tot een uitdrukking die het verwacht aantal te meten showers beschrijft als functie van de declinatie, rechte klimming en tijdstip van meten door de detector:

$$\Phi(\theta) = \Phi_0 \exp(C(\sec \theta - 1)) \quad (2.17)$$

$$\cos(\delta, \alpha, GMST) = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \phi \cos \lambda \cos(GMST \cdot \omega_a) + \cos \phi \sin \lambda \sin(GMST \cdot \omega_a) \\ -\cos \phi \cos \lambda \sin(GMST \cdot \omega_a) + \cos \phi \sin \lambda \cos(GMST \cdot \omega_a) \\ \sin \phi \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

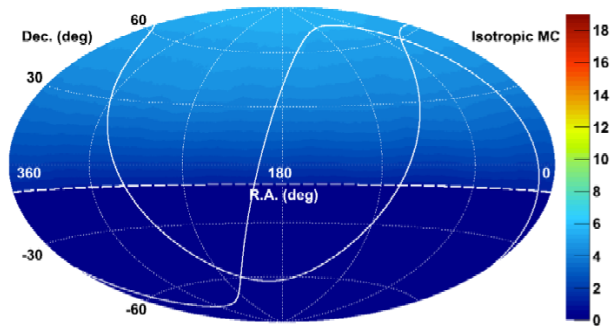
Voor de positie van het Science-Park cluster kunnen nu de gemiddelde lengte- en breedtegraad worden ingevuld. Het zenit is vanaf nu dus voor het cluster als geheel gedefinieerd en niet langer voor n detector.

$$\begin{aligned} \lambda &= 4,951767^\circ = 0,086424 \text{ rad} \\ \phi &= 52,356188^\circ = 0,913787 \text{ rad} \\ \omega_a &= \frac{2\pi}{86164} = 7,29212 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s} \end{aligned}$$

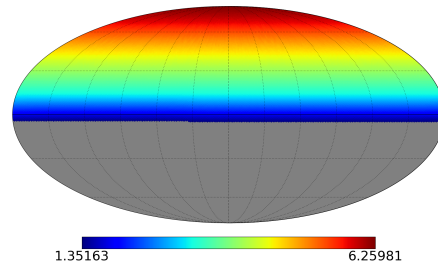
Vergelijking 2.18 kan, na substitutie van bovengenoemde waarden, worden geïntegreerd over de tijd, omdat er een periode met data bekeken wordt die

genomen is over een periode van een geheel aantal jaren. Voor het integreren is de siderische dag van 86164 s opgedeeld in periodes van 20 seconden. Elke 20 seconden wordt uitgerekend hoeveel events er naar verwachting zijn waargenomen. Door vervolgens de events te sommeren over al deze tijdstippen ontstaat het aantal verwachte waarnemingen voor die betreffende bin in 24 uur.

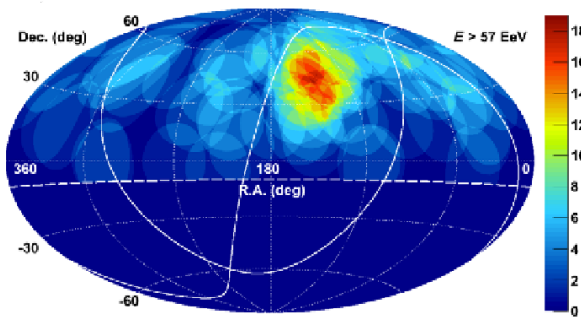
⁵Bron figuren 2.10, 2.11 en 2.12: [3].



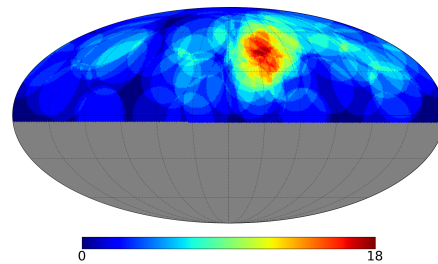
Figuur 2.10: Verwachte verdeling van gemeten events bij isotroop stralende hemel. Bron: Abbasi et al, 2014⁵.



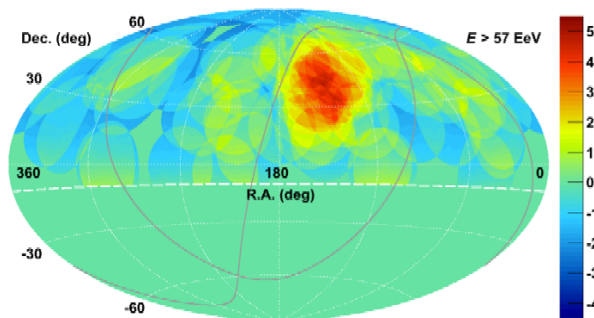
Figuur 2.13: Verwachte verdeling van 100.000 events volgens uitdrukking Abbasi, versmeerd met 20° cirkels; geschaald naar 72 events om te vergelijken met figuur 2.10; verloop assen gelijk aan figuur 2.10.



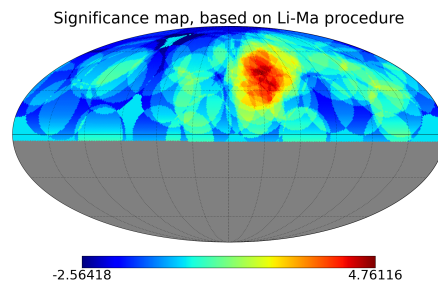
Figuur 2.11: Data zoals gemeten en gesommeerd over 20° cirkels door Abbasi en anderen. Bron: Abbasi et al, 2014⁵.



Figuur 2.14: Data Abbasi, versmeerd met 20° cirkels. Verloop assen gelijk aan figuur 2.11.



Figuur 2.12: Significantiekaart, met data en achtergrond zoals gevonden door Abbasi en anderen. Bron: Abbasi et al, 2014⁵.



Figuur 2.15: Significantie-kaart, met data en achtergrond zoals vermeld in publicatie Abbasi en geanalyseerd met het in dit artikel voorgestelde algoritme. Verloop assen gelijk aan figuur 2.12.

2.4.7 Oversampling procedure

Om anisotropieën waar te kunnen nemen wordt een procedure gebruikt zoals Abbasi dat ook heeft gedaan en welke oorspronkelijk is voorgesteld door Hayashida en anderen [13]. Van iedere bin uit de projectie worden de coördinaten van het middelpunt opgehaald. Bij de gemeten showers wordt vervolgens gekeken hoeveel showers er binnen een straal van 20° omheen liggen. Deze gesommeerde waarde wordt als nieuwe bin-waarde opgevoerd.

Bij het verwachte aantal gemeten showers wordt een soortgelijke procedure uitgevoerd, met dit verschil dat gekeken wordt welke bin-middens er in een straal van 20° omheen liggen. Vervolgens wordt gesommeerd over alle bins waarvan de middens op minder dan 20° liggen en wordt het resultaat van deze sommatie als nieuwe bin-waarde opgevoerd. Anisotropieën worden op deze manier versterkt, doordat zij in het hele omringende gebied gaan doorwerken.

2.4.8 Statistische analyse met behulp van Li-Ma vergelijking

Om een uitspraak te kunnen doen over de aanwezigheid van een hotspot, wordt de door Li en Ma gepresenteerde procedure voor significantie gevolgd [14]. Hierin wordt de significantie van gemeten intensiteit als volgt berekend:

$$S = \sqrt{2} \left[N_{\text{off}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

N_{on} is het aantal geobserveerde events in een bin, N_{off} is de te verwachten hoeveelheid gemeten straling. α is de schaalfactor:

$$\alpha = \frac{\text{totaal aantal gemeten events}}{\text{totaal aantal geschatte events}}$$

Voor iedere bin wordt vergelijking 2.19 gebruikt om de significantie vast te stellen. Om onderscheid te houden tussen teveel en te weinig metingen, wordt er een min-teken voor de significantie geforceerd wanneer het aantal gemeten events kleiner is dan verwacht.

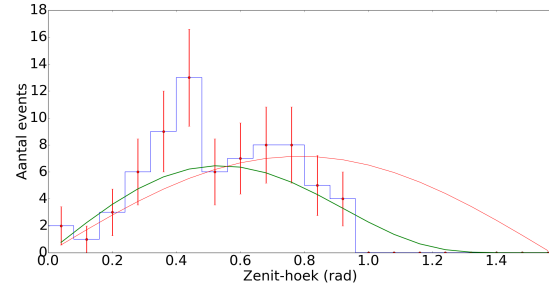
2.5 Resultaten

2.5.1 Verificatie algoritme

2.5.1.1 Resultaten Abbasi

Om te onderzoeken of het opgestelde algoritme correct werkt, is het losgelaten op de data van Abbasi (gedownload via [15]). Abbasi's eigen resultaten staan voor vergelijkingsdoeleinden opnieuw weergegeven in figuur 2.10 t/m 2.12 op pag. 14. De resultaten van het algoritme dat voor HiSPARC is geïmplementeerd staan weergegeven in figuur 2.13 t/m 2.19 op pag. 14 en 16. In de publicatie van Abbasi is gewerkt met een verwachting voor het gemeten aantal showers waarin de uniforme verdeling alleen gecorrigeerd wordt voor geometrische effecten via de uitdrukking $\sin \theta \cos \theta$. Dit is in het opgestelde algoritme aangepast door in vergelijking 2.17 $C = 0$ te stellen. Behalve de waarde van C zijn ook de waarden van de lengte- en breedtegraad voor de positie van het Telescope Array Experiment opgezocht en ingevoerd [16]:

$$\begin{aligned} \text{Breedtegraad } 39,30^\circ &= 0,685914 \text{ rad} \\ \text{Lengtegraad } -112,91^\circ &= -1,97065 \text{ rad} \end{aligned}$$



Figuur 2.16: Zenit-verdeling data Abbasi, verdeeld over 12 bins. In groen: verdeling volgens vergelijking 2.8 gefit. Fit-parameters: $\Phi_n = 19$; $C = 1,57$; Correctheid van de fit: $\chi_{\text{NDF}}^2 = 0,93$. In rood: verdeling gefit aan $A \sin 2\theta$, $A = 7,156$; Correctheid van de fit: $\chi_{\text{NDF}}^2 = 1,08$.

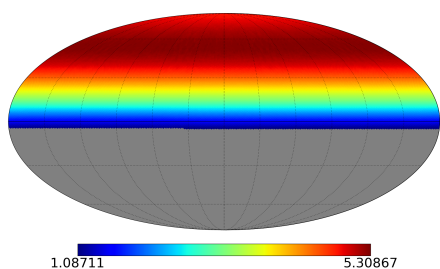
Het verwachte aantal te meten showers komt er dan uit te zien zoals in figuur 2.13. De data van het Telescope-Array is vervolgens ingelezen, gebind in healpix met 64 bins op een zijde, en vervolgens via

cirkels met een straal van 20° versmeerd. De resultaten staan weergegeven in figuur 2.14.

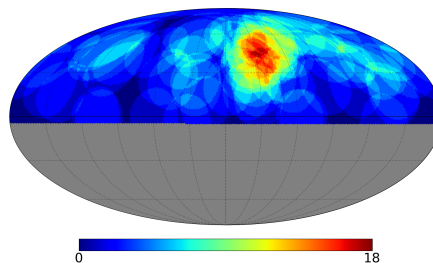
De versmeerde dataset en versmeerde achtergrond zijn tot slot samen geanalyseerd volgens de uitdrukking van Li-Ma (vergelijking 2.19). Dit leidt als resultaat tot figuur 2.15.

Bij het analyseren van de data van Abbasi valt nog iets anders op. In het artikel is namelijk gekozen om te werken met een isotrope flux van kosmische straling als referentie. Wanneer in wat meer detail naar de zenithoekverdeling wordt gekeken zoals deze in de data van Abbasi aanwezig is, dan blijkt echter dat ook hier een zenithoekafhankelijkheid in zit. In figuur 2.16 staan de gemeten zenithoeken uit de dataset van Abbasi weergegeven, met daar in de verdeling van vergelijking 2.7 gefit. Deze fit is uitgevoerd met behulp van een maximum likelihood fitting procedure.

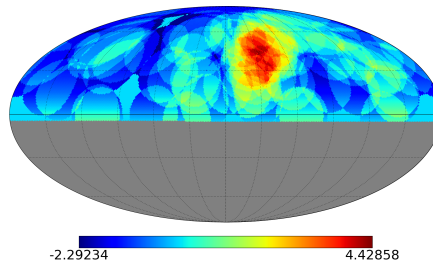
Wanneer de analyse van Abbasi's data opnieuw wordt uitgevoerd met deze verwachte verdeling in plaats van de vlakke verdeling, dan ontstaan



Figuur 2.17: Verwachte verdeling van 100.000 events wanneer de zenithoekafhankelijkheid wordt geïntroduceerd zoals beschreven in 2.5.1.1 en geïllustreerd in figuur 2.16. Versmeerd over 20° cirkels en geschaald naar 72 events. Verloop assen gelijk aan figuur 2.10.



Figuur 2.18: Data Abbasi, versmeerd met 20° cirkels ongewijzigd. Verloop assen gelijk aan figuur 2.11.



Figuur 2.19: Significantie-kaart, met data zoals vermeld in publicatie Abbasi en geanalyseerd met zenithoekafhankelijkheid zoals weergegeven in figuur 2.8. Verloop assen gelijk aan figuur 2.12.

resultaten zoals in figuur 2.17 t/m 2.19. Er is te zien dat de hotspot in stand blijft, hoewel de significantie daalt.

2.5.1.2 Vergelijking uitkomsten met Abbasi

Wanneer we figuren 2.14 en 2.15 vergelijken met de resultaten zoals deze gepresenteerd worden door Abbasi en anderen in de *Astrophysical Journal Letters*, dan blijkt de hotspot op dezelfde locatie boven te komen en bij benadering dezelfde grootte te hebben als bij Abbasi. Wat opvalt, is dat de maximale waarde in een bin na het versmeren met 20° cirkels gelijk blijkt te zijn aan 18 events, terwijl Abbasi 19 rapporteert. Door het te lage aantal gesommeerde events lijkt ook de significantie te laag ($4,8\sigma$). Dit is te verklaren doordat de binning die in healpy is gebruikt nog

steeds aanzienlijk grover is dan dat wat Abbasi heeft gebruikt. Uitgedrukt als ruimtehoek heeft een bin in deze analyse een grootte van $\frac{4\pi}{49152} = 2,56 \cdot 10^{-4}$ sr; waar die in Abbasi overeenkomt met een gemiddelde grootte van $\frac{4\pi}{3600 \cdot 1800} = 1,94 \cdot 10^{-6}$ sr. Het blijkt mogelijk om tot bins met 19 events te komen en vervolgens ook de $5,1\sigma$ te reproduceren, wanneer de binning maar fijnmazig genoeg wordt [17]. Het is dus belangrijk om de wijze van binning kritisch te bekijken, om al te grote afwijkingen door deze keuzes te voorkomen.

Een tweede punt van aandacht bevindt zich in het modelleren van het verwachte aantal gemeten showers. In de huidige analyse is een functievoorschrift afgeleid waarmee bij bekende α en δ het aantal verwachte showers bepaald kan worden middels een integratie over een siderische dag. Hiermee is, op basis van de coördinaten van het bin-midden, de verwachte bin-inhoud bepaald. Vervolgens is bij het oversamelen opnieuw teruggegrepen op de α en δ van het midden van de bin. Met andere woorden: er zijn geen afzonderlijke events gesimuleerd. Hierdoor ontstaan bij het oversamelen afwijkingen ten opzichte van de procedure van Abbasi, doordat een hele bin geïncludeerd of geëxcludeerd wordt, terwijl deze (slechts) deels meegenomen had moeten worden. Hoewel uit vergelijking van figuren 2.10 en 2.13 blijkt dat de verschillen slechts klein zijn, kunnen verschillen hierin in de significanties van figuur 2.15 hebben doorgewerkt. Ook op dit punt is het te verwachten dat waargenomen verschillen tussen de resultaten hier en die van Abbasi kleiner zullen worden wanneer er gekozen wordt voor een fijnere binning.

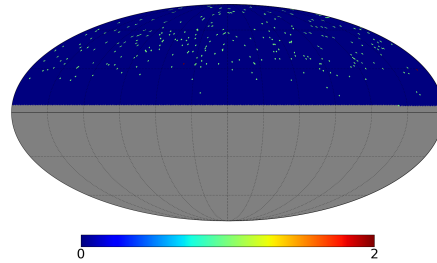
Tot slot blijkt uit vergelijking van figuren 2.15 en 2.19, dat de keuze voor de verdeling van de verwachte gemeten kosmische straling de significantie ook beïnvloedt. De claim die Abbasi maakt over het bestaan van de hotspot lijkt overeind te blijven, maar de significantie neemt wel degelijk af wanneer zenithoekafhankelijkheid wordt geïntroduceerd. Dat betekent dat een hotspot in zekere mate *gemaakt* kan worden, door een meer of minder rigoureuze keuze voor het model voor de verwachte hoeveelheden straling. Deze controle laat zien dat het geïmplementeerde algoritme vertrouwen geeft, omdat het een significantie-kaart oplevert die vergelijkbaar

is met die van Abbasi. Tegelijkertijd laat het zien dat het van groot belang is om de wijze van binning zeer kritisch te bekijken: het beïnvloedt zowel de sommatie van geregistreerde events als de vaststelling van de verwachte hoeveelheid straling.

2.5.2 Resultaten HISPARC

2.5.2.1 Inhoud dataset

Het downloaden van coïncidenties met zes deelnemende stations uit 501, 502, 503, 504, 505 en 509 gedurende de periode februari 2010 – februari 2015 levert 5065 coïncidenties op. Na uitvoering van de richtingsreconstructie blijven er daarvan 4854 over. Het op deze set toepassen van het eerste criterium (1 plaat > 200 Vns) laat een selectie over van 683 events; het tweede criterium (som van platen > 600 Vns) laat een selectie over van 527 events. Het kijken naar de overlap tussen deze twee selecties levert uiteindelijk een set met 268 coïncidenties op. Er blijft dan ruim 6% van het oorspronkelijke aantal succesvol gereconstrueerde coïncidenties over. Dit resultaat staat, gebruikmakend van de binning in healpy, weergegeven in figuur 2.20.



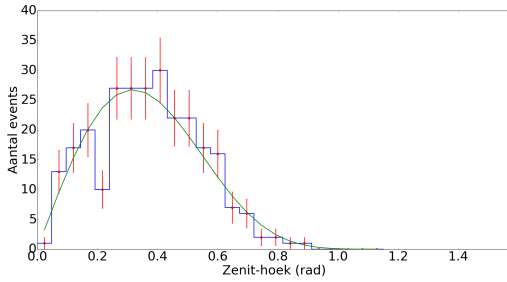
Figuur 2.20: Gebinde weergave van de dataset; rechts $\alpha = 0^\circ$; midden $\alpha = 180^\circ$; links $\alpha = 360^\circ$.

2.5.2.2 Consistentie dataset

De verkregen dataset moet gecheckt worden op consistentie. Als eerste wordt bekeken hoe deze fit aan de functie van Ciampa, waarbij er gecorrigeerd wordt voor effectief detector-oppervlak en er omgerekend

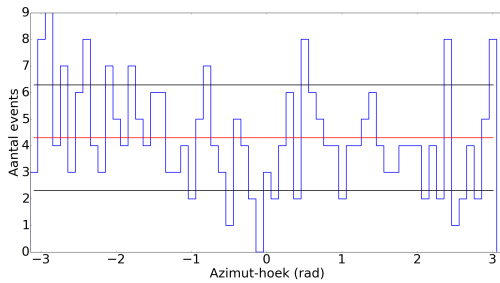
wordt van deeltjesdichtheid naar aantallen deeltjes. Zie ook vergelijking 2.7.

Door de relatief lage hoeveelheid data in de verschillende bins in de gereduceerde data-set, is er gekozen om de fitting parameters met een maximum-likelihood estimation vast te stellen (op basis van 25 bins). De weergave van de gefitte kromme en de afzonderlijke datapunten met een schatting van de on-



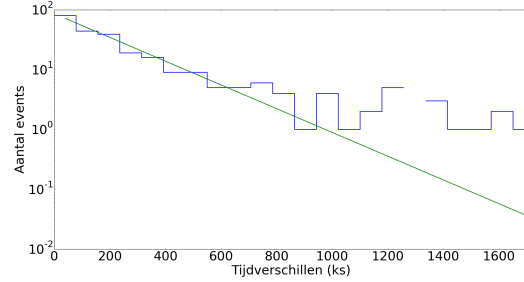
Figuur 2.21: Fit op de zenit-verdeling van de dataset. Fit-parameters: $\Phi_0 = 136,39$; $C = -7,85$; Correctheid van de fit: $\chi^2_{\text{NDF}} = 1,79$.

zekerheid is weergegeven in figuur 2.21. De parameters zijn [18]: $\Phi_0 = 136.4$ en $C = -7.85$. In figuur



Figuur 2.22: Fit op azimut-verdeling van de dataset. In rood de gemiddelde, constante waarde, in zwart de 1σ -lijn. Correctheid van de fit: $\chi^2_{\text{NDF}} = 1,17$.

2.22 is de verdeling van azimuthhoeken geplote, te zien is dat deze als een horizontale verdeling opgevat kan worden. In figuur 2.23 laat de grafiek met tijdsverschillen tussen twee opeenvolgende showers zien dat deze bij benadering exponentieel verdeeld zijn.



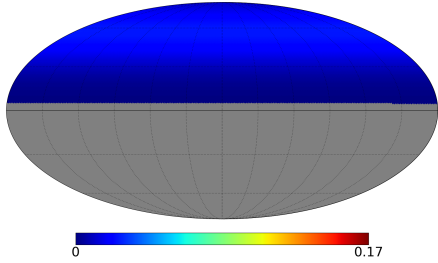
Figuur 2.23: Weergave van tijdsverschillen tussen opeenvolgende geregistreerde events. Voor leesbaarheid van de figuur is de x-as op $1,7 \cdot 10^6$ s afgekapt. Hierdoor zijn 9 events niet in deze afbeelding opgenomen. Het gat rond 1300 ks wordt veroorzaakt doordat betreffende bin leeg is. De grotere verschillen in opeenvolgende tijdstippen worden veroorzaakt door (om verschillende redenen) uitgeschakelde hardware en het daardoor uitblijven van detectie van showers. Groene lijn geeft gefitte exponent weer: $y = 86.18 \exp\left(-\frac{\Delta t}{1.219 \cdot 10^6}\right)$. $\chi^2_{\text{NDF}} = 1,14$.

2.5.2.3 Verwachte achtergrond

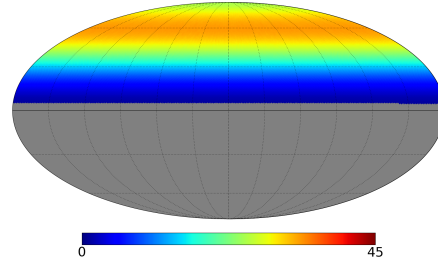
Met behulp van het algoritme zoals in paragraaf 2.4.6.2 gepresenteerd in vergelijking 2.18, wordt nu het te verwachten aantal showers bepaald. Het resultaat is weergegeven in figuur 2.24. Deze figuur is gemaakt op basis van de parameters uit de fit van de zenit-verdeling zoals weergegeven in figuur 2.21, en is vervolgens, voor vergelijkingsdoeleinden in dit paper, geschaald naar het aantal waarnemingen dat er in de dataset voorhanden is. Deze kaart geeft nu aan hoeveel meetpunten er worden verwacht per bin wanneer na een geheel aantal siderische dagen 268 events zijn gemeten.

2.5.2.4 Oversampling

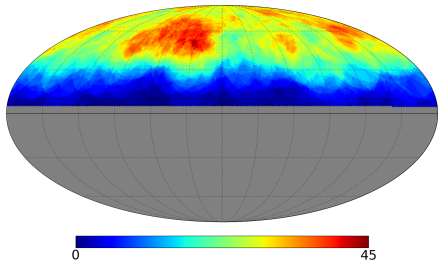
Zowel de dataset als de vastgestelde achtergrond wordt nu versmeerd door de waarde in ieder punt te vervangen door het totaal aantal gemeten showers in een cirkel met straal 20 graden rond dat punt. Het resultaat van deze oversampling is te zien in figuren 2.25 en 2.26. In figuur 2.26 is opnieuw de schaal



Figuur 2.24: Verwachte hoeveelheden gemeten events; op basis van vergelijking 2.19 en geschaald naar 268 events. Rechts $\alpha = 0^\circ$; midden $\alpha = 180^\circ$; links $\alpha = 360^\circ$.



Figuur 2.26: De gemodelleerde achtergrond na oversampling met 20° . Ook deze afbeelding is gebaseerd op een verwachte verdeling van 268 showers. Rechts $\alpha = 0^\circ$; midden $\alpha = 180^\circ$; links $\alpha = 360^\circ$.



Figuur 2.25: De data uit figuur 2.16 nadat oversampling met 20° is toegepast. Rechts $\alpha = 0^\circ$; midden $\alpha = 180^\circ$; links $\alpha = 360^\circ$.

gebaseerd op een aanvankelijke verdeling van 268 gemeten showers. Dit om het vergelijken van figuren te vereenvoudigen.

2.5.2.5 Significantie-kaart op basis van de Li-Ma procedure

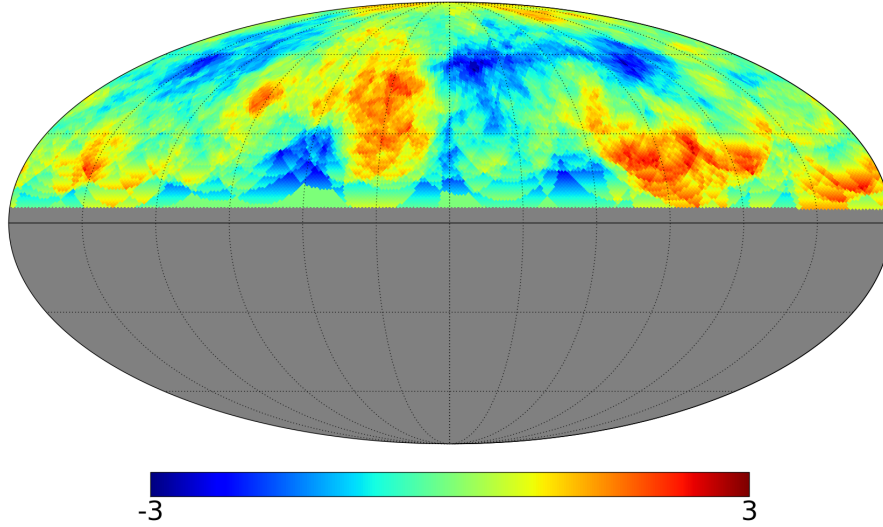
Zoals beschreven in paragraaf 2.4.8, in vergelijking 2.19, kan nu op basis van de oversampled dataset (figuur 2.25) en de oversampled achtergrond (geschaalde weergave in figuur 2.26) een significantiekaart worden gemaakt. Deze staat weergegeven in figuur 2.27.

2.5.3 Resultaatbespreking en discussie

In deze figuur is het uiteindelijke beeld van de hemel te zien zoals dat met HiSPARC waargenomen wordt. Er is duidelijk te zien dat er plaatsen met meer en minder activiteit zijn, maar op de positie die gerapporteerd is door Abbasi [3] namelijk $\alpha = 146,7^\circ$ en $\delta = 43,2^\circ$; is geen hotspot te zien. Wat daarnaast opvalt zijn de groottes van de significanties: waar Abbasi rapporteert een verschil te vinden tot $5,1\sigma$; zijn de grootst gevonden verschillen in deze dataset tot $-3,0\sigma$ en $2,6\sigma$: deze waarden zijn statistisch niet significant verschillend van een isotrope verdeling. Hoe is dit te verklaren?

2.5.3.1 HiSPARC dataset

Een duidelijk verschil met de dataset die Abbasi presenteert, is de grootte van de set (72 events in vijf jaar bij Abbasi tegen 268 events in HiSPARC in een periode van vijf jaar). Dit wijst er op dat het reduceren van data nog niet sterk genoeg is gebeurd en dat er nog veel showers met relatief lage energie in de dataset voorkomen. Een eerste schatting toont aan dat dit inderdaad het geval is. De nu opgenomen showers hebben een minimale energie van 1 EeV, in tegenstelling tot de gewenste 57 EeV [17]. Tijdens de ICRC34 (Den Haag, 2015) is aangetoond dat bij lagere energieën de hotspot verdwijnt [19]. Dit is consistent met de gevonden hemelkaart in dit onderzoek. Het gebrek aan data van showers van hoog energeti-



Figuur 2.27: Significantiekaart op basis van het algoritme van Li en Ma [14] rechts $\alpha = 0^\circ$; midden $\alpha = 180^\circ$; links $\alpha = 360^\circ$.

sche primaire deeltjes vraagt om een duidelijke verbetering: meer events verkrijgen die het gevolg zijn van primaire deeltjes met veel meer dan 1 EeV aan energie. In figuur 2.1 is aangegeven dat per factor tien toename van de primaire energie, het aantal voorkomende deeltjes met ongeveer een factor 1000 afneemt. In de situatie van de HiSPARC-dataset moet de minimale energie van de deeltjes bij benadering met een factor 50 worden vergroot. Dat wil zeggen dat het aantal gedetecteerde deeltjes met een factor 50^3 zal afnemen. Dat betekent dat de huidige dataset dan naar verwachting leeg zal eindigen. De vraag die rijst: Is het mogelijk om met HiSPARC tot meer hoog energetische events te komen?

Het eerste onderdeel dat in deze context relevant is, is het gebruikte meetoppervlak. In dit onderzoek is gekozen om coincidenties in het Science-Park te downloaden waar zes stations in meedoen. Gezien de opbouw van het HiSPARC-netwerk (een dergelijk hoge stationsdichtheid is eigenlijk alleen op het Science-Park voor handen) betekent dit dat er slechts op een klein oppervlak ($\approx 0,1 \text{ km}^2$) is gemeten. Naast het

SD array van het Telescope Array experiment, waar Abbasi's data op is gebaseerd en wat een oppervlakte van 762 km^2 beslaat [20], staat dat natuurlijk niet in verhouding.

Een mogelijkheid die verder onderzocht moet worden is het kijken naar coincidenties tussen stations die verder uit elkaar liggen (in de orde grootte van een kilometer). Hierbij wordt dan niet langer alleen op het Science-Park gekeken, maar wordt het hele HiSPARC-netwerk gebruikt. Het aantal stations dat meedoet in een coincidentie kan in dat geval omlaag, omdat een shower met een dergelijk grote footprint redelijkerwijs tot de grote showers zal behoren. Gezien de verdeling van de HiSPARC-stations is het echter te verwachten dat dit onvoldoende soelaas biedt. Er zullen hooguit enkele tientallen vierkante kilometers meetoppervlak bestreken worden: een factor 100 tot 1000 toename van meetoppervlak en dus een factor 100 tot 1000 toename van aantal gedetecteerde showers. Dit is bij lange na niet voldoende om de factor 50^3 afname te compenseren. Het is dus onwaarschijnlijk dat er met de huidige inrichting van het HiSPARC-netwerk

tot voldoende events met primaire energie >57 EeV gekomen kan worden.

Naast de inrichting van het HiSPARC netwerk is er nog een tweede reden die het vaststellen van een voldoende grote dataset met HiSPARC bemoeilijkt: de positionering op aarde van het HiSPARC-netwerk is minder gunstig dan die van het TA-experiment. De HiSPARC detectoren liggen ongeveer op zeeniveau, de TA-detectoren liggen op ruim 1300 m [16]. De deeltjesdichtheid in een shower is mede afhankelijk van de afstand die de shower in de atmosfeer heeft afgelegd [21]. Tijdens de ontwikkeling van een shower neemt in eerste instantie het aantal deeltjes in de shower toe. Iedere generatie ontstaat een veelvoud aan nieuwe deeltjes, waarbij de energie over deze nieuw gevormde deeltjes wordt verdeeld. Wanneer de shower zijn maximum in deeltjesdichtheid bereikt, op de karakteristieke hoogte X_{\max} , neemt vanaf dat moment het aantal deeltjes in de shower af ten gevolge van absorptie. De afstand die de shower nog moet afleggen vanaf zijn maximum tot aan de detector is dus bepalend of de shower nog waarneembaar is voor de detectoren. Daarbij inachtnemend dat de absorptielengte afneemt naarmate de shower dieper de atmosfeer binnendringt, is de conclusie dat hoe dieper de detectoren in de atmosfeer liggen des te minder showers succesvol gedetecteerd zullen worden. Het is daarom te verwachten dat het TA-experiment, voor elke primaire energie, meer showers zal detecteren dan het HiSPARC-netwerk.

De invloed van de wijze van modellering van de verwachte hoeveelheid kosmische straling. Behalve de inhoud van de datasets is er een tweede aandachtspunt dat uit dit onderzoek naar voren komt wat van invloed is op de gevonden significanties: de wijze van modellering van de verwachte hoeveelheid kosmische straling.

Het blijkt dat de zenit-verdeling van gemeten data door HiSPARC nog redelijk goed de door Ciampa beschreven verdeling volgt (figuur 2.21). Daarnaast blijkt ook in de data van Abbasi nog wel degelijk een zenithoekverdeling aanwezig te zijn die te verklaren is met behulp van het voorschrift van Ciampa (zie figuur 2.16). Dit terwijl in het onderzoek van Abbasi is aangenomen dat uitdoving geen rol zou spelen en de showers waarvoor geldt dat $E > 57$ EeV met

100% detectie-efficiency worden gedetecteerd. In sectie 2.5.1.2 is besproken dat de keuze voor verdeling van de achtergrond de gevonden significantie beïnvloedt en dus is het van groot belang dat de achtergrondverwachting zorgvuldig wordt gekozen.

Wanneer er gekeken wordt naar de karakteristieke diepte X_{\max} waarop een shower stopt met groeien en vanaf waar alleen nog absorptie plaatsvindt, dan ligt deze waarde voor primaire energien van 1 EeV rond de 680 g/cm^2 (ongeveer 3,2 km hoogte boven aardoppervlak). Neemt de primaire energie toe, dan stijgt de X_{\max} tot zo'n 750 g/cm^2 ($\pm 2,5$ km hoogte) voor $E = 10$ EeV en tot 800 g/cm^2 voor $E = 50$ EeV ($\pm 2,2$ km hoogte) [22, 23]. Wetende dat het TA experiment op ruim 1,3 km hoogte ligt, dan zou het betekenen dat ook de showers van 50 EeV reeds aan het uitdoven zijn. Dat zou reden zijn om te stellen dat de gevolgen van uitdoving onterecht verwaarloosd zijn in de publicatie van Abbasi en anderen. Hier is echter voorzichtigheid geboden: de 800 g/cm^2 en daarbijbehorende 2,2 km zijn schattingen met ruime marges. Daarnaast zullen showers met primaire energie > 57 EeV nog lager in de atmosfeer X_{\max} bereiken en daarmee steeds dichterbij de detectoren van het Telescope Array experiment toe bewegen. Het uitdoven van showers is wat door onder andere Iyono en Ciampa beschreven is en wat in de publicatie van Abbasi genegeerd wordt. Uit bovenstaande blijkt dat het de moeite waard is om verder te onderzoeken of deze aanname houdbaar is of niet. Het verdient dan ook de aanbeveling om uit te zoeken in welke mate de gebruikte verwachting van invloed is op de gevonden significantie van de hotspot. Kan de hotspot *gemaakt* worden door voor een bepaalde verwachte verdeling te kiezen?

2.6 Conclusie

Uit de resultaten zoals in dit onderzoek gepresenteerd, kan worden geconcludeerd dat de hotspot, zoals gerapporteerd door Abbasi en anderen, niet in de HiSPARC-data waar te nemen is. Het feit dat er uiteindelijk is gekeken in een energiegebied met showers vanaf 1 EeV in plaats van 57 EeV heeft hier echter een grote rol in gespeeld. Dat er rond 1 EeV geen anisotropieën zijn gevonden is in overeenstemming met

tot zover bekende literatuur.

Het is de verwachting dat het niet mogelijk is om met HiSPARC tot voldoende meetpunten te komen die het gevolg zijn van hoog-energetische deeltjes. Dit heeft ten eerste te maken met het relatief beperkte meetoppervlak van het HiSPARC-netwerk en ten tweede met de hoogte waarop het netwerk op aarde is gepositioneerd.

2.7 Dankwoord

Dit werk had niet op deze manier uitgevoerd kunnen worden zonder de hulp van velen. Ik dank prof. dr. ing. B. van Eijk en prof. J. van Holten, die mij de kans gaven om in dit LIO-project aan de slag te gaan. Daarnaast dank ik ook D. Kok, mijn leidinggevende op het Candea College, die mij zeer heeft gesteund in het combineren van mijn baan als docent met deze onderzoekstaak. Ik zie erg uit naar het vervolg volgend schooljaar! Ik dank dr. J. Steijger, voor alle tijd, discussies, het actief meedenken en de kritische blik op mijn werk. Ik heb heel veel aan je ondersteuning gehad en zou anders niet zo ver gekomen zijn! Tot slot dank ik mijn collega's op de werkkamer van het afgelopen jaar: David, Arne, Norbert, Niek, Hans, Tom en Gilbert. Dank voor jullie support, discussies, input op mijn werk en jullie collegialiteit: het is fijn werken op de maandagen!

3 De onzekerheid in de bepaling van azimut en zenit bij een ruitvormig detectiestation

Gilbert Carmelia



Gilbert Carmelia is sinds 1991 docent. Deze functie heeft hij op diverse middelbare scholen uitgevoerd. Momenteel werkt hij als docent natuurkunde, NLT en ANW op het Markland College te Oudenbosch. In het schooljaar 2014-2015 werkt hij als LIO *Leraar In Onderzoek* voor het onderzoeksproject HiSPARC^a op het Nikhef^b te Amsterdam. Onderzocht is hoe de resolutie van de azimut en zenit-hoeken afhangen van de geometrie van een ruitvormige detectiestation [24].

^aHiSPARC is een project waarbij middelbare scholen samen met wetenschappelijke instellingen een groot netwerk vormen om kosmische straling met extreem hoge energie te kunnen meten.

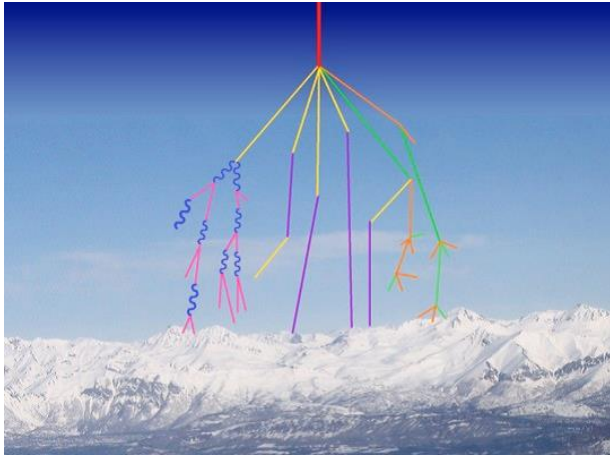
^bNikhef is het Nationaal instituut voor subatomaire fysica.

3.1 Inleiding

Een detectiestation is in staat de gevolgen van de interactie tussen een primair kosmische stralingsdeeltje⁷ en een deeltje in de aardatmosfeer waar te nemen [25]. Bij deze interactie ontstaan andere deeltjes die op hun beurt ook voor interacties zorgen. Er kunnen dus meerdere generaties ontstaan. Dit verschijnsel wordt een kosmische lawine of EAS (extensive air shower) [26] genoemd zie figuur 3.1. Met de gegevens

van de kosmische lawines die door de detectiestations verzameld worden, kunnen de richting (azimut en zenit) en de energie van het primair kosmische stralingsdeeltje bepaald worden [25]. Op het Nikhef, in de Watergraafsmeer, zijn tien HiSPARC detectiestations gelegen op verschillende afstanden uit vier scintillatieplaten bestaat. De wijze waarop deze ten opzichte elkaar staan wordt de geometrie genoemd. In figuur 3.3 is te zien dat de geometrie van detectiestation 508 beschreven kan worden als twee gelijkzijdige driehoeken met één gemeenschappelijke zijde.

⁷Het deeltje dat in de eerste instantie zorgt voor de kosmische lawines.



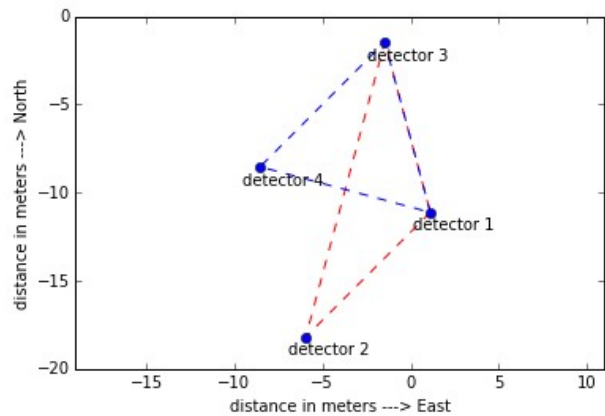
Figuur 3.1: Voorstelling van een kosmische lawine.
Bron: sc hisPARC



Figuur 3.2: Foto station 508 te Watergraafsmeer. Foto-
graaf G.Carmelia

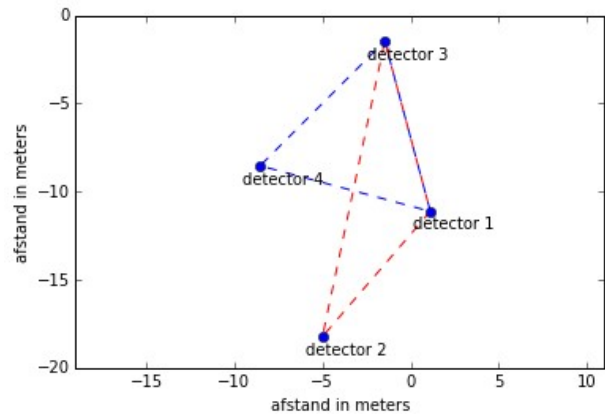
3.1.1 Detectie van kosmische straling

De detectiestations zijn zoals eerder vermeld verantwoordelijk voor het waarnemen van de kosmische lawines. Deze waarnemingen worden events genoemd. Men spreekt van een event als twee of meer scintillatieplaten uit een detectiestation op bijna precies hetzelfde tijdstip een signaal registreren. Met behulp van de events kunnen coincidenties, energie, azimuth en zenit worden bepaald. Bij een coincidentie is er sprake van een grote kans dat gebeurtenissen in twee of meer detectiestations van hetzelfde primaire kosmische stralingsdeeltje afkomstig zijn. Azimut en zenit zijn de coördinaten uit het horizon-coördinatenstelsel



Figuur 3.3: Geometrie station 508 te Watergraafsmeer

(zie figuur 3.4). ϕ stelt de azimuthhoek en θ de ze-



Figuur 3.4: Twee verschillende detector configuraties (blauw=gelijkzijdig en rood=gelijkbenig)

nithoek voor. Beide hoeken kunnen in radialen of graden worden uitgedrukt.

3.2 Doelstelling en onderzoeksvragen

De doelstelling van het onderzoek kan als volgt worden omschreven aan de hand van de volgende vragen:

- In hoeverre verschillen azimuth en zenit die zijn

bepaald uit de gegevens verzameld door detectiestation 508 met azimut en zenit die zijn bepaald uit de gegevens verzameld door detectiestations 501 t/m 506, 509 en 510? De uitzondering detectiestation 507 bevindt zich in het hoofdgebouw van het Nikhef.

- In hoeverre zijn er verschillen waar te nemen tussen azimut en zenit die zijn bepaald uit de gegevens verzameld door de detectiestations 501 t/m 506, 509 en 510 met azimut en zenit die voor de 4 verschillende detectorcombinaties door detectiestation 508 zijn bepaald?
- In hoeverre komen azimut en zenit uit vier richtingsgebieden van detectiestation 508 per detectorcombinatie overeen met azimut en zenit bepaald met de gegevens verzameld door de detectiestations 501 t/m 506, 509 en 510?

Om deze vragen te beantwoorden is een werktuig gebruikt in de vorm van een meet/verzamelscript in Python⁸. Daarnaast zijn er analysescripts bedacht waarmee, met de door meet/verzamelscripts en detectiestations, een duidelijk antwoord gegeven kan worden op de vraag resp. deelvraag:

3.2.1 Efficiëntie

De efficiëntie van een detectiestation kan op diverse manieren worden bepaald. Het kan bijvoorbeeld worden omschreven als de waarschijnlijkheid dat als er een kosmische shower⁹ op een detectiestation valt deze ook gedetecteerd wordt. Om vast te stellen dat er een kosmische shower op een detectiestation valt, gebruiken we de buur-stations. Als er voldoende stations in de buurt een kosmische shower waarnemen, wordt aangenomen dat die ook op het detectiestation valt. De efficiëntie is dan het aantal keer dat dit detectiestation een kosmische shower ziet, gedeeld door het totale aantal kosmische showers gezien door de buur-stations.

⁸Python is een programmeertaal die begin jaren 90 ontworpen en ontwikkeld werd door Guido van Rossum, destijds verbonden aan het Centrum voor Wiskunde en Informatica (daarvoor Mathematisch Centrum) in Amsterdam. Bron: Wikipedia.

⁹Kosmische shower is een kosmische lawine

3.2.2 De onbepaaldheid in azimut en zenit

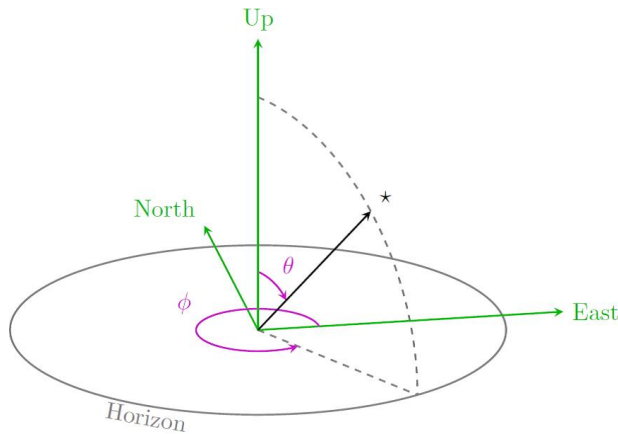
Bij dit onderzoek is er specifiek gekeken naar de bepaalde azimut en zenit van de detectiestations in de buurt en het detectiestation dat zal worden onderzocht. Een uitspraak over de onbepaaldheid van azimut en zenit die uit de gegevens van een detectiestation zijn bepaald, kan worden gedaan worden aan de hand van de verschillen tussen waarden van azimut en zenit die zijn berekend uit de gegevens van een groot aantal detectiestations en de waarden van dit detectiestation in dezelfde array van detectiestations. Te bedenken is dat bij een hoge nauwkeurigheid van het detectiestation er een geringe verschil is tussen de waargenomen azimut en zenit van de afzonderlijke detectiestation en de waargenomen azimut en zenit van alle detectiestations samen. Men verwacht dat bij het tekenen van een diagram waarbij de waarden van een afzonderlijke detectiestation uitgezet wordt tegen de waarden van alle detectiestations een diagram zal zijn die overeenkomt met de wiskundige functie: $y(x) = x$.

3.2.3 Geometrie van detectiestation 508

Detectiestation 508 heeft de vorm zoals gegeven in figuur 3.3. Bedenk dat er 4 verschillende detectorcombinaties te vinden zijn in het detectiestation 508 nl: 2 gelijkzijdige configuraties en 2 gelijkbenige configuraties. In figuur 3.5 wordt de geometrie (een gelijkzijdige en een gelijkbenige configuratie) in beeld gebracht.

3.3 Meet methode

Van de detectiestations 501 t/m 506, 509 en 510 werden coïncidenties verzameld uit de periode augustus 2013 tot en met maart 2015. Met behulp van de coïncidenties werd de azimut en zenit bepaald. Deze hoeken werden ook bepaald voor dezelfde gebeurtenissen maar dan voor 4 combinaties van 3 detectoren uit station 508. In figuur 3.6 is de oriëntatie van detectiestation 508 aangegeven. De vier detectorcombinaties werden dus als volgt: detector 1-2-3, detector 1-2-4, detector 1-3-4 en detector 2-3-4. Er werd een hoek reconstructie uitgevoerd, met behulp



Figuur 3.5: Voorstelling horizoncoördinaten. Bron: A. de Laat

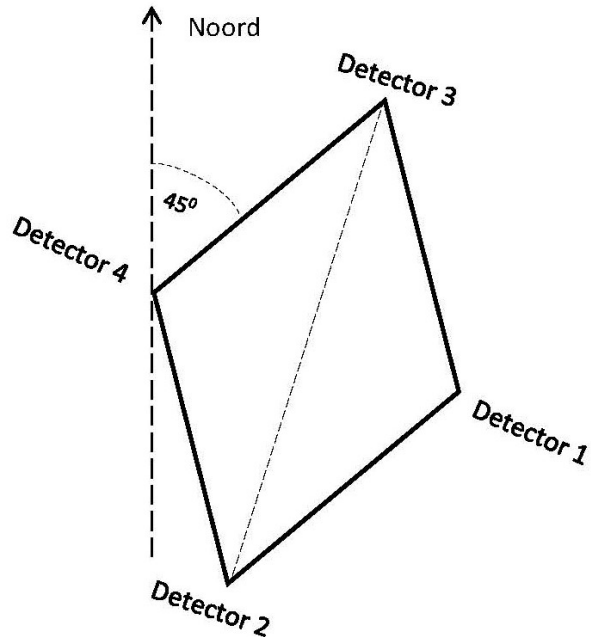
van een Pythonscript, op basis van de gegevens van detectiestation 508 én de gegevens alle detectiestations samen. Vervolgens werd een diagram gemaakt waarbij de azimuth voor detectiestation 508 uitgezet werden tegen de azimuth van alle detectiestations samen. Hetzelfde werd gedaan voor de zenit. Het bovenstaande werd weer uitgevoerd maar dan voor de vier verschillende detectorcombinaties van detectiestation 508 hierboven beschreven.

3.4 Resultaten

Zoals eerder vermeld zijn azimuth en zenit die zijn bepaald uit de gegevens verzameld uit detectiestation 508, vergeleken met azimuth en zenit uit de gegevens van de gezamenlijke detectiestations. Voor beiden werden er diagrammen gemaakt met behulp van Python. In figuur 3.7 en figuur 3.8 zijn diagrammen te zien voor de zenit en azimuth.

3.4.1 Vorm van de zenit en azimuth diagrammen

De zenit en azimuth diagrammen voor de afzonderlijke detectorcombinaties hebben een gelijksoortig uiterlijk (zie 3.7.1). In figuur 3.8 is tevens te zien dat



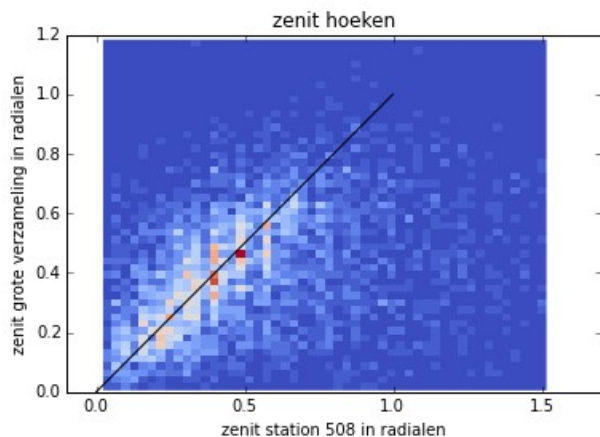
Figuur 3.6: Schema detectiestation 508 met detectornummering en oriëntatie

de azimuth even vaak¹⁰ geregistreerd wordt. Per detectorcombinatie (zie 3.8) zijn er wel verschillen te zien. In het geval het zenitdiagram worden er vanaf 0,8 radialen weinig events waargenomen dit in verband met de dikte van de luchtlaag. De dikte van de luchtlaag is bij een bepaalde zenit dusdanig groot dat de energie van de deeltjes vóór het bereiken van de detectiestations helemaal is geabsorbeerd [25]. Tussen de hoeken 0,0 en 0,1 radialen wordt er weinig waargenomen. Bij deze hoeken is de ruimtehoek die de bron opspant vrij klein.

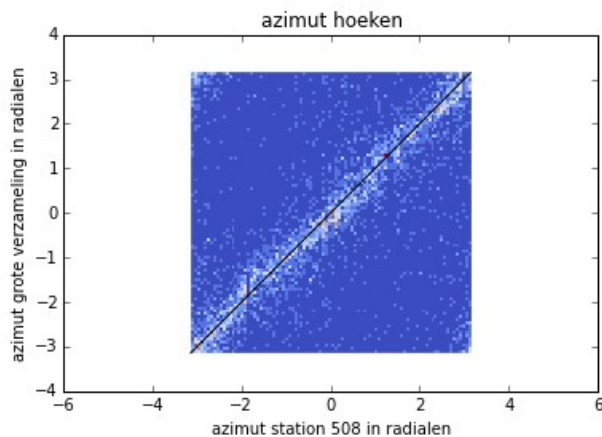
3.5 Analyse methode

Zoals eerder vermeld is de verwachting dat de diagrammen van de azimuth en zenit voldoen aan de $y(x) = x$ voorwaarde. Figuur 3.7 en figuur 3.8 la-

¹⁰De licht roze en rode gebieden duiden op simultane registraties van detectiestation 508 en verzameling van andere detectiestations op het Sciencepark.



Figuur 3.7: Zenit detectiestations 508 vs. alle detectiestations



Figuur 3.8: Azimut detectiestation 508 vs. alle detectiestations

ten zien dat dit over het algemeen zo is. Voor de verschillende detectorcombinaties werden soortgelijke resultaten gevonden. Maar in hoeverre komen de waarden van de vier verschillende detectorcombinaties overeen met de waarden van alle detectiestations? Om deze vraag te beantwoorden, werden de volgende analysemethodieken toegepast.

3.5.1 Bepaling van afstanden tot $y(x) = x$

De loodrechte afstand tussen een punt en de lijn $y(x) = x$ werd afgeleid en verkreeg de vorm:

$$d = \sqrt{\frac{(y_2 - x_2)^2}{2}} \quad (3.1)$$

waarin d de loodrechte afstand tussen punt 1 en 2; y_2 de y coördinaat voor punt 2 en x_2 is de x coördinaat voor punt 2. De loodrechte afstand van alle meetpunten in de meetwolk (zie figuur 3.7 en figuur 3.8) tot de lijn $y(x) = x$ werd bepaald met behulp van Python en vervolgens werden de bepaalde waarden per detectorcombinatie in afzonderlijke histogrammen beschreven. Het histogram voor detectorcombinatie 1-2-3 is te zien in figuur 3.9.

3.5.2 Analyse met behulp van Cauchy

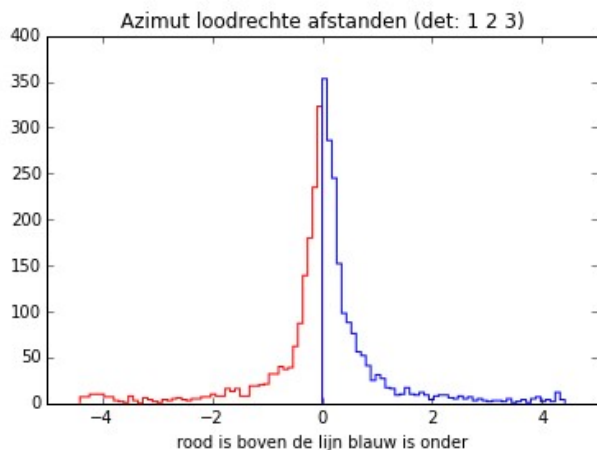
In figuur 3.10 wordt de grafiek van een Cauchy-verdeling¹¹ getoond. Deze curve lijkt op de gemeten curve in figuur 3.9. Een Cauchy of Lorentz-verdeling met een maximale hoogte van 1 wordt als volgt gedefinieerd:

$$f(x) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{x+x_0}{\gamma}\right)^2\right]}. \quad (3.2)$$

Te bedenken is dat de breedte bij een Cauchy-verdeling net zoals bij een Gauss-verdeling een uitspraak kan doen over de grootte van de fouten van de waarden in een getallenreeks of een reeks metingen. Bij een Gauss-verdeling komt de breedte overeen met de standaardafwijking¹². In het geval van een Cauchy of Lorentz-verdeling heeft men te maken met

¹¹In de kansrekening is de Cauchy-verdeling de verdeling van een bepaalde klasse van stochastische variabelen, Cauchy-veranderlijken genoemd (naar Augustin Louis Cauchy). Men spreekt ook wel van Lorentz-verdeling of Lorentziaan, naar de Nederlandse natuurkundige H.A. Lorentz. De Cauchy-verdeling is een symmetrische verdeling met zwaardere staarten dan de normale verdeling. Bron: Wikipedia.

¹²De standaarddeviatie is een statistische maat voor de spreiding van de getallen rondom het gemiddelde.



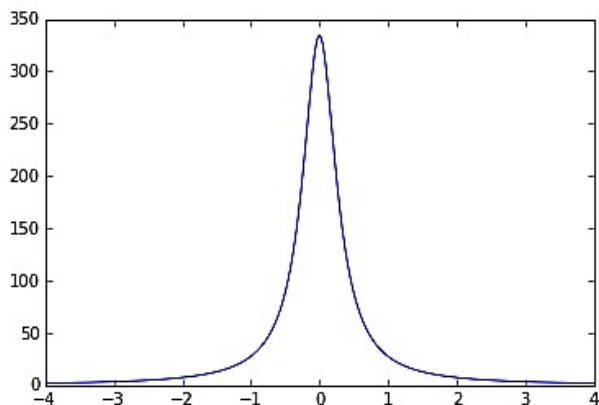
Figuur 3.9: Histogram loodrechte afstanden voor azimutwaarden detectorcombinatie 1-2-3

de FWHM¹³ of halfwaarde-breedte. Zie vergelijking 3.2, in de formule komt de halfwaarde-breedte overeen met 2γ (zie 3.5.1 voor de afleiding). Aan de hand van de halfwaarde-breedte kan derhalve een uitspraak over de overeenkomst van de bepaalde waarden van azimut en zenit van detectiestation 508 en de bepaalde waarden van azimut en zenit van alle detectiestations gedaan worden. Er werd een Cauchy-verdeling over de verkregen histogrammen getekend en vervolgens werd de halfwaarde-breedte per verdeling bepaald. Zie 3.7.3 voor alle Cauchy-verdelingen van de afstandshistogrammen van alle detectorcombinaties. Het overzicht van de halfwaarde-breedtes is te zien in tabel 1 en 3.7.5 voor de Cauchy-verdelingen voor de gemiddelde azimut en zenit loodrechte afstanden.

In tabel 1 zijn per kolom, van kolom 3 en 7, de relatief hoge waarden gekenmerkt met (H) en de relatief lage waarden met (L). In het overzicht is te zien dat de FWHM voor alle verdelingen over het algemeen klein¹⁴ is. Tevens is te zien dat de FWHM behorende

¹³De halfwaarde-breedte (FWHM = Full Width at Half Maximum) is een uitdrukking voor de breedte halverwege het maximum van een piek in een spectrum, Bron: Wikipedia.

¹⁴FWHM kan variëren (in principe) tussen de waarden 0 en oneindig. Een FWHM met een waarde van 0 geeft aan dat de waarden volledig met elkaar overeenkomen. Een FWHM met een waarde oneindig betekent dat alle uitkomsten even waar-



Figuur 3.10: Voorbeeld van Cauchy verdeling

bij de gelijkzijdige combinaties (1-2-3 en 1-3-4) over het algemeen kleiner is dan de FWHM behorende bij de gelijkbenige combinaties. In de kolom voor het gebied 105° tot 165° hebben de FWHM-waarden een andere verloop voor zowel de gelijkzijdige en gelijkbenige combinaties. In de kolom is bijvoorbeeld te zien dat de waarde van combinatie 1-2-3 verschilt van zijn tegenhanger 2-3-4. Dit geldt ook voor 1-2-4 en 1-3-4.

3.6 Conclusies en verklaringen

3.6.1 Geometrie Detectiestation 508

In tabel 1 staan de halfwaarde breedtes per detectorcombinatie aangegeven. Opvallend is dat voor de detectorcombinatie 1-2-3 en 2-3-4 de halfwaarde breedtes groter zijn dan voor de twee andere detectorcombinaties. Men kan concluderen dat de *gelijkzijdige* detectorcombinaties minder richtingsgevoelig zijn voor de azimut dan de *gelijkbenige* configuraties. De onderlinge detector afstanden bij een gelijkzijdige detectorvorm blijft namelijk constant en zal gemiddeld genomen voor een kleinere onbepaaldheid zorgen bij de reconstructie van azimut en zenit (zie 3.7.6). Is er sprake van mogelijke voorkeursrichtingen? De kolom behorende bij richtingsgebied $105^\circ \rightarrow 165^\circ$ wijkt qua tendens af van de andere richtingsgebieden welke kan duiden op voorkeursrichtingen.

schijnlijk zijn ($f(x) = 1$).

Detectorcombinatie	azimut	zenit	15° → 75°	105° → 165°	-105° → -165°	-15° → -75°
	FWHM	FWHM	FWHM azimut	FWHM azimut	FWHM azimut	FWHM azimut
Lange driehoek ₁₋₂₋₃	0.1980	0.4772	0.8374 (H)	0.5817	0.6434	0.6313 (L)
Lange driehoek ₂₋₃₋₄	0.1720	0.4609	0.9931 (H)	0.4726	0.6799	0.6297 (L)
Gelijkzijdige driehoek ₁₋₂₋₄	0.1649	0.4520	0.6890 (L)	0.4159	0.4641	0.6681 (H)
Gelijkzijdige driehoek ₁₋₃₋₄	0.1556	0.4034	0.7559 (L)	0.5637	0.4741	0.7471 (H)

Tabel 3.1: Overzicht FWHM verdeling azimut en zenit

3.6.2 Evaluatie LIO-project en aanbevelingen

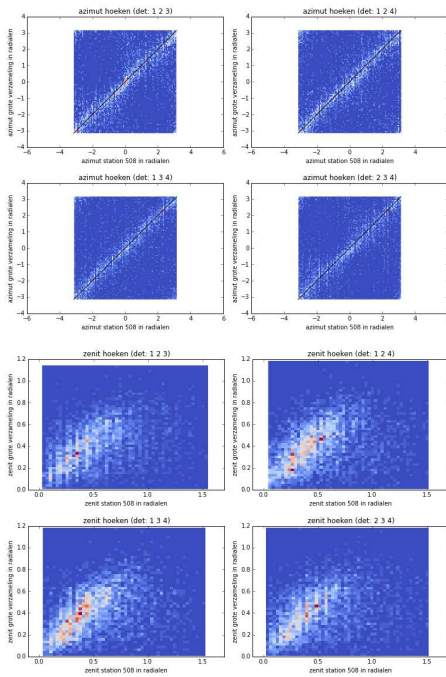
Het jaar onderzoek, in het kader van het LIO-project HiSPARC, kende momenten van frustraties (vastlopen) en steile leercurves. Op het gebied van onderzoek moest en is veel geleerd en toegepast. Het resultaat wordt met gevoelens van tevredenheid bekeken. Helaas loopt het ten einde want het smaakte namelijk naar meer. Een vervolgonderzoek voor een ruitvormige detector is naar mijn mening op zijn plaats. Er kan bijvoorbeeld gekeken worden naar de onbepaaldheid bij de gelijkzijdige driehoeken onderling in detectorstation 508 of een ander ruitvormig station.

Ik wil bij naam de volgende personen bedanken; om te beginnen prof. Dr. Ing. Bob van Eijk als degene die de risico nam om mij mee te laten doen aan het HiSPARC avontuur, Dr. Jos Steijger voor zijn inzichten en hulp bij de analyse en werkmethoediek, Dr. David Fokkema en MSc. Arne de Laat voor hun hulp bij het bewerken en temmen van Python, MSc Norbert van Veen voor zijn inzichten in richtingsreconstructie en Ing. MEd. Niek Schultheiss voor zijn relativerende houding, inzichten en hulp bij het correct afstellen van station 508.

3.7 Appendices

3.7.1 De azimut en zenit diagrammen per detectorcombinatie

De zenit en azimut diagrammen voor de afzonderlijke detectorcombinaties



3.7.2 Afleiding afstandsformule voor Python

Een lijn loodrecht op $y = x$

$$y = -x + b \quad (3.3)$$

Voor het willekeurige meetpunt 2 geldt:

$$x_2 + y_2 = b \quad (3.4)$$

Dan volgt dus:

$$y = -x + x_2 + y_2 \quad (3.5)$$

Met:

$$y = x \quad (3.6)$$

Levert:

$$2x = x_2 + y_2 \quad (3.7)$$

Voor punt 1 geldt dan:

$$x_1 = \frac{x_2 + y_2}{2} \quad (3.8)$$

En:

$$y_1 = x_1 \quad (3.9)$$

Dan geldt dus dat:

$$x_2 - x_1 = \frac{x_2 - y_2}{2} \quad (3.10)$$

$$y_2 - y_1 = \frac{y_2 - x_2}{2} \quad (3.11)$$

Stelling van Pythagoras:

$$d^2 = \left(\frac{y_2 - x_2}{2}\right)^2 + \left(\frac{x_2 - y_2}{2}\right)^2 \quad (3.12)$$

Want stel:

$$a = y_2 - x_2 \quad (3.13)$$

En

$$-a = x_2 - y_2 \quad (3.14)$$

Dan komt men uiteindelijk op:

$$\frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{4} = \frac{a^2}{2} = d^2 \quad (3.15)$$

En dus:

$$d = \sqrt{\left(\frac{(y_2 - x_2)^2}{2}\right)} \quad (3.16)$$

3.7.3 Bepaling van FWHM bij een Cauchy-verdeling

$$f(x) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{x-x_0}{\gamma}\right)^2\right]} \quad (3.17)$$

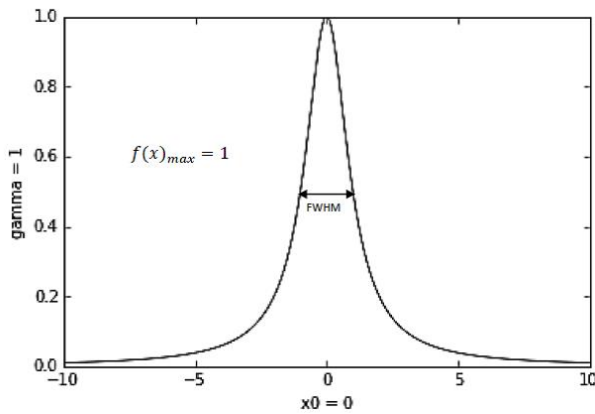
$$f(x)_{\max} = 1; x_0 = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{x-x_0}{\gamma}\right)^2\right]} \quad (3.19)$$

$$x = \gamma \quad (3.20)$$

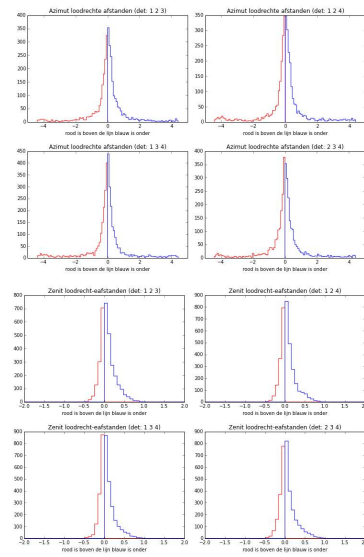
Dus de breedte halverwege de verdeling is gelijk aan

$$\text{FWHM} = 2\gamma \quad (3.21)$$

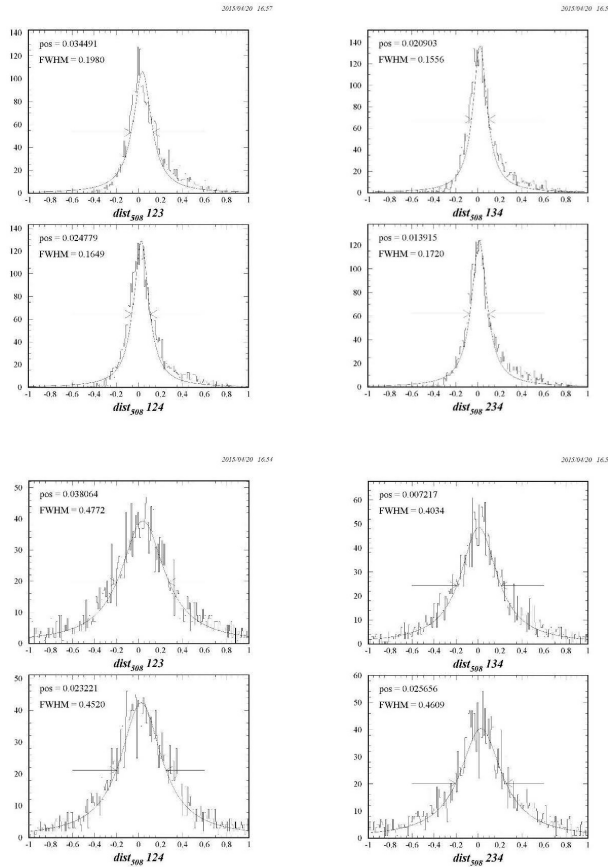


Figuur 3.11: De Cauchy verdeling.

3.7.4 Loodrechte afstanden bij azimut en zenit per detectorcombinatie



3.7.5 Cauchy-verdelingen voor de loodrechte afstanden voor azimut en zenit



3.7.6 Rekenvoorbeeld onbepaaldheid

$$\sigma_\phi^2 = \frac{c^2 \sigma_t^2}{\sin^2 \theta \sin^2 \phi_2 - \phi_1^2} \left(\frac{\cos(\phi - \phi_{i2})^2}{r_1^2} + \frac{\cos(\phi - \phi_{i1})^2}{r_2^2} - \frac{\cos(\phi - \phi_{i2}) \cos(\phi - \phi_{i1})}{r_1 r_2} \right) \quad (3.22)$$

$\phi = 1,899$ rad en $\theta = 0,2777$ rad (gereconstrueerde azimut en zenit) $\phi = 2,580$ rad en $\theta = 0,7466$ rad (gereconstrueerde azimut en zenit) $\sigma_t = 1,2 \cdot 10^{-9}$ s [25] $c = 3,0 \cdot 10^8$ m/s (lichtsnelheid door vacuüm) Voor de gelijkzijdige combinaties blijven r_1 en r_2 10 m. Dit is niet het geval voor de gelijkbenige combinaties

Detectorcombinatie	θ^{de} detector	ϕ rad	θ rad	r_1 m	r_2 m	ϕ_1 rad	ϕ_2 rad	σ_ϕ rad
D1-D3-D4	1	1,899	0,2777	10	10	1,833	2,880	0,1857
D1-D2-D3	1	1,899	0,2777	10	10	1,833	3,927	0,2738
D1-D3-D4	1	2,580	0,7467	10	10	1,833	2,880	0,0749
D1-D2-D3	1	2,580	0,7467	10	10	1,833	3,927	0,0563

Tabel 3.2: Schematische weergave van detectorstation 508 onderlinge hoeken tussen detector 1 en 3 respectievelijk 1 en 2

4 Spreiding van aankomsttijdverschillen in HiSPARC

Tom Kooij



Tom Kooij is docent natuurkunde, wiskunde en NLT op het Coornhert Gymnasium Gouda. Na de studie Luchtvaart- en Ruimtevaarttechniek aan de TU Delft was hij korte tijd werkzaam in de vliegtuigbouw. Al snel lonkte het vak natuurkundeleraar. In 2005 heeft hij zijn eerstgraadsbevoegdheid natuurkunde gehaald en werkt nu ruim 10 jaar in het onderwijs.

Samenvatting

In eerder onderzoek werd een verschil in de spreiding tussen aankomsttijdverschillen gesignaleerd binnen een HiSPARC station voor hoge en lage pulsen. In dit onderzoek is geprobeerd om te bepalen of dit verschil een experimentele of fysische oorzaak heeft.

Het verschil blijkt niet afhankelijk van tijd, plaats of stationsconfiguratie. Het verschil blijkt uit twee delen te bestaan: De breedte van de centrale (normaal verdeelde) piek en een exponentiele staart. De breedte van de piek wordt grotendeels verklaard door time walk. De fysische oorzaak van de exponentiele staart is onbekend.

In SAPHIRE is de simulatie van de detectie van fotonen gecomplementeerd om detectiesimulatie van la-

ge pulsen mogelijk te maken. In detectorsimulatie met behulp van showers gegenereerd door CORSIKA wordt het verschil niet teruggevonden.

4.1 Inleiding

Een airshower is een lawine van deeltjes die in de atmosfeer ontstaat als een kosmisch deeltje, vaak een proton, op enkele kilometers hoogte botst op een molecuul in de lucht. Uit de botsing ontstaan verschillende deeltjes, veelal met korte levensduur die snel vervallen tot fotonen, elektronen en muonen¹⁵

¹⁵Er ontstaan ook positronen en anti-muonen. Met elektronen en muonen worden in dit verslag de deeltjes en/of bijbehorende anti-deeltjes bedoeld.

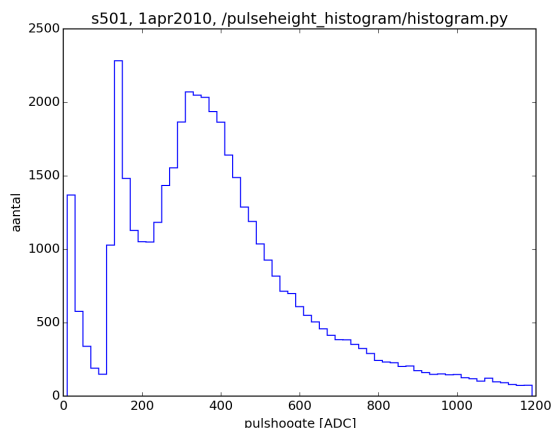
die op het aardoppervlak kunnen worden waargenomen, mits de energie van het primaire kosmisch deeltje groot genoeg is.

Een HiSPARC station detecteert airshowers met twee of vier detectoren die met een onderlinge afstand van 10 m op het dak van een (school)gebouw geplaatst zijn. Als twee of meer detectoren binnen een kort tijdsinterval een deeltje waarnemen kan worden aangenomen dat ze deel uitmaken van dezelfde airshower. Een detector bestaat uit een skibox waarin een scintillatorplaat is geplaatst. Geladen leptonen (elektronen, muonen) veroorzaken lichtpulsen in de scintillator die met behulp van een photomultiplier buis gedigitaliseerd worden. Geladen hoog energetische deeltjes verliezen een deel van hun energie door ionisatie van het scintillatormateriaal als ze door de detector bewegen. De detectiekans is vrijwel 100%. De hoeveelheid energie die door een verticaal invallend relativistisch deeltje wordt afgegeven aan de detector is vooral afhankelijk van de dikte van de scintillatorplaat en niet constant maar versmeerd rondom een gemiddelde waarde. Deze waarde noemen we 1 MIP. [27].

Hoge energie fotonen kunnen worden gedetecteerd als het foton een wisselwerking heeft in de scintillatorplaat waarbij elektronen worden vrijgemaakt. Omdat de kans op wisselwerking klein is wordt slechts een klein deel van de fotonen gedetecteerd. Als de energie van de vrijgemaakte elektronen groot genoeg is, ioniseren ze het scintillatormateriaal op dezelfde wijze als een invallend geladen deeltje. De energieoverdracht aan de detector is echter veelal kleiner dan 1 MIP, omdat de eerste interactie tussen het invallende foton en het scintillatormateriaal op een bepaalde diepte in de scintillatorplaat plaatsvindt en nog slechts een deel van de scintillatordikte overblijft voor ionisaties.

Van een enkele puls kan niet bepaald worden door welk deeltje de puls veroorzaakt is, maar door het analyseren van een histogram van de pulshoogte¹⁶ kunnen twee type deeltjes onderscheiden worden [28]. In het histogram van figuur 4.1 is aan de linkerkant een exponentieel afnemende flank te zien. Dit deel wordt voornamelijk veroorzaakt door fotonen.

¹⁶Meer nauwkeurig door het analyseren van het histogram van de pulshoogteintegraal.



Figuur 4.1: Typisch pulshoogte histogram van een HiSPARC detector. Data van station 501, 1 April 2010, gedurende 24uur.

De bult in het midden¹⁷ (de zogenaamde MIP piek) en de rechterflank worden voornamelijk veroorzaakt door geladen leptonen.

De steile flank bij 120 ADC wordt veroorzaakt door de trigger. Station 501 bestaat uit vier detectoren. Een event wordt vastgelegd in het station als twee detectoren een signaal hebben boven de hoge drempel (een signaal groter dan 70 mV, 120 ADC) of drie detectoren boven de lage drempel (een signaal groter dan 30 mV, 50 ADC). Veel pulsen onder de 120 ADC worden niet geregistreerd, omdat niet aan de triggercondities is voldaan en het event niet wordt opgeslagen. Een klein deel wordt wel geregistreerd als twee andere detectoren een signaal meten boven de hoge drempel of als drie detectoren een signaal meten boven de lage drempel. Het resultaat is dat het histogram voor pulshoogtes onder 120 ADC als het ware is afgeknipt onder het niveau van de hoge drempel. In dit onderzoek wordt telkens met lage pulsen de linkerflank bedoeld, waarvan dan wordt aangenomen dat die pulsen voornamelijk veroorzaakt worden door wisselwerking van fotonen met de detector. Hoge pulsen zijn pulsen uit het gebied rondom de MIP piek

¹⁷Een Landau verdeling geconvolveerd met de normaal verdeelde experimentele resolutie.

en groter en daarvan wordt aangenomen dat ze voornamelijk veroorzaakt worden door geladen deeltjes. Deze vereenvoudiging is verder uitgediept in [28]. In principe moet de grens tussen de gebieden telkens uit een histogram bepaald worden. Grenswaarden die in de praktijk altijd blijken te werken zijn: < 120 ADC lage puls, fotonen. > 200 ADC hoge pulsen, geladen leptonen.

4.1.1 Aankomsttijdverschil

Bij registratie van een event wordt de tijd vastgelegd. We beschouwen het tijdverschil tussen detectie van gecorreleerde deeltjes in verschillende detectoren van één station. Het tijdverschil tussen twee detectoren is normaal verdeeld. Het gemiddelde van het verschil noemen we de offset tussen detectoren. Deze offset is, na correctie, in principe gelijk aan nul.

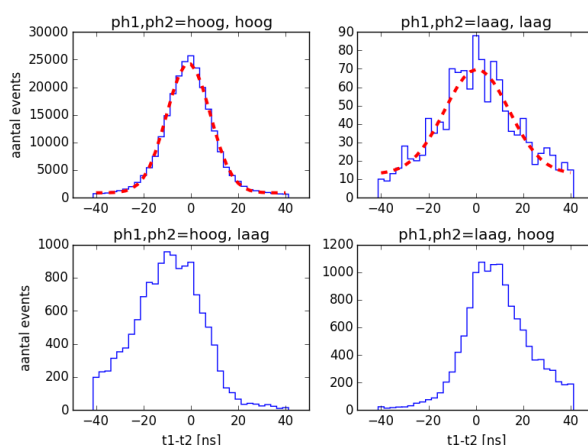
De spreiding in de aankomsttijd van deeltjes tussen de detectoren onderling is in ieder geval afhankelijk van de afstand tussen de detectoren, omdat de showers niet alléén recht van boven invallen. De zenit- en azimuthhoek van de shower, gecombineerd met de detectorafstand zorgen voor een aankomsttijdverschil. Andersom kan de invalshoek van een shower worden gereconstrueerd uit de onderlinge aankomsttijdverschillen van deeltjes uit die shower [27].

De spreiding van aankomsttijdverschillen van meerdere showers blijkt echter ook afhankelijk van de pulshoogte [28] en lijkt daarmee gecorreleerd aan het soort deeltje dat een wisselwerking heeft met de detector. Het verschil in spreiding tussen events met verschillende pulshoogtes is uitgezet in figuur 4.2

Selectie van de dataset

Het is belangrijk goed te definiëren hoe de events uit dit onderzoek, waarbij de spreiding in aankomsttijdverschillen worden beschouwd, worden geselecteerd uit een dataset van meetwaarden van een HiSPARC station.

Een scintillatorplaat meet ongeveer honderd geladen deeltjes per seconde. Dit zijn vooral muonen die overblijven van airshowers met lage energie (minder dan 10^{14} eV), waarbij het overgrote deel van de deeltjes



Figuur 4.2: Tijdsverschillen tussen detector 1 en 2 van station 501 in april 2010. Linksboven beide detectoren hoog signaal $\sigma = 9.2$ ns. Rechtsboven beide platen laag signaal $\sigma = 14$ ns. Linksonder: detector 1 hoog signaal, detector 2 laag. Rechtsonder: detector 1 laag signaal, detector 2 hoog. De figuur is gereconstrueerd n.a.v. Pennink2010.

de grond niet bereiken. Als van een HiSPARC station twee detectoren binnen $10 \mu\text{s}$ een deeltje registreren, een zogenaamde coïncidentie, dan gaan we ervanuit dat ze van hetzelfde primaire deeltje afkomstig zijn. De set meetgegevens van de gedetecteerde deeltjes noemen we een event. Een station meet gemiddeld 0,7 events per seconde.

Voor een coïncidentie zijn showers nodig die op grondniveau een doorsnede hebben van tientallen meters tot enkele kilometers. De energie van deze showers is typisch groter dan 10^{14} eV. De gedetecteerde deeltjes zijn in dit geval vooral elektronen, omdat deze veel talrijker zijn in hoge energie showers op grondniveau.

In een HiSPARC station wordt een event geregistreerd als het signaal van minimaal twee detectoren over de hoge drempel (120 ADC, 70 mV) gaat of als het signaal van minimaal drie detectoren over de lage drempel (50 ADC, 30 mV) gaat.

In de praktijk zijn meer dan 90% van de events van het type *twee keer hoog*. Ook in de geselecteerde da-

taset is meer dan 90% van dit type. Voor de analyse waarbij twee lage pulsen gebruikt worden (onder de 120 ADC), betekent dit dan in meer dan 90% van de gevallen de twee andere detectoren een hoog signaal hebben. Door dit criterium wordt slechts een klein deel (veel minder dan één procent) van de dataset gebruikt.

De spreiding in detectietijd tussen geladen leptonen onderling is veel kleiner dan tussen fotonen. Ook is de spreiding voor gelijksoortige deeltjes symmetrisch en voor ongelijksoortige deeltjes scheef. Het verschil is het verschil in spreiding in de verdeling van aankomsttijdsverschillen van deeltjes uit dezelfde airshower tussen twee detectoren in één HiSPARC station. Er is een verschil in spreiding als twee geladen deeltjes of twee fotonen worden gedetecteerd.

Opdracht:

Heeft dit verschil een fysische of experimentele oorzaak?

Als het verschil een fysische oorzaak heeft, welk mechanisme is daarvoor verantwoordelijk?

4.1.2 Doelstelling en onderzoeksvragen

In het navolgende onderzoek wordt gezocht naar de hierboven geoperationaliseerde spreiding in aankomsttijdsverschil door analyse van data van HiSPARC stations en simulaties van EAS uit CORSIKA [29].

Onderzoeksvraag: *Heeft het spreidingsverschil in aankomsttijden tussen twee geladen deeltjes en twee fotonen in een HiSPARC station een fysische of experimentele oorzaak?*

Deelvragen:

- Is het verschil aanwezig in een grote dataset (van 2014)?
- Is het verschil aanwezig in datasets van andere stations?
- Is timewalk een verklaring voor het verschil in spreiding?
- Is het verschil aanwezig in de CORSIKA simulaties?

- Kunnen de figuren uit [28] (zie figuur 4.2) worden geconstrueerd met data uit CORSIKA simulaties?

4.1.3 Hypothese

In een overzichtsartikel over Kosmische stralen [30] is niets teruggevonden over het hierboven beschreven verschil in spreiding in aankomsttijdsverschillen. De actuele grote collaboraties die onderzoek doen naar kosmische straling, zoals Auger en Telescope Array gebruiken andere detectoren en analyses waardoor een aankomsttijdsverschil tussen elektronen en fotonen niet gedetecteerd wordt. Het KASCADE(-Grande) experiment [31] gebruikt echter ook een netwerk van scintillator platen en PMTs. Ook vanuit deze grote collaboratie wordt geen melding gemaakt van dit effect. Daarom wordt de verklaring gezocht in een experimentele oorzaak die specifiek is voor HiSPARC. Een meer algemene fysische oorzaak die vooralsnog door de grote collaboraties onontdekt gebleven is lijkt onwaarschijnlijk.

De events waarbij twee lage pulsen (toegeschreven aan fotonen) worden gedetecteerd hebben allen gemeen dat er op dat moment n geladen deeltje(s) gedetecteerd worden. Een geladen deeltje zorgt immers vrijwel altijd voor een grote puls in de PMT waarin het signaal van fotonen wegvalt. In de buurt van de shower core is de kans klein dat een detector van een station géén geladen deeltjes detecteert terwijl tegelijkertijd andere detectoren wel een geladen deeltje detecteren, zodat aan de trigger voorwaarde wordt voldaan. Het is aannemelijk dat de events met twee lage pulsen vaak een grote afstand tot de showercore hebben. Ver buiten de core is het front breder en spreiding in aankomsttijden groter.

Hypothese: *De grotere spreiding van aankomsttijdsverschillen voor lage pulsen (fotonen) ten opzichte van hoge pulsen (geladen deeltjes) wordt veroorzaakt door de selectie van events waarbij lage pulsen optreden, namelijk ver van de shower core. De grotere spreiding wordt veroorzaakt doordat slechts enkele van vele fotonen gedetecteerd worden, terwijl een geladen lepton een zeer grote detectie kans heeft. Een hoge puls (het eerste lepton) wordt daardoor vrijwel altijd aan de voorkant van het showerfront gedetecteerd ter-*

wij een lage puls afkomstig is van één van de fotonen in het showerfront, maar niet altijd het eerste.

4.2 Onderzoek van HiSPARC data

In [28] zijn aankomsttijdsverschillen onderzocht in station 501 (Nikhef) in april 2010 (2M events). Dat wil zeggen n station en één tijdsinterval. Onderzocht wordt of het verschil zich beperkt tot één station en/of één periode.

4.2.1 Onderzoek van grote datasets en andere stations

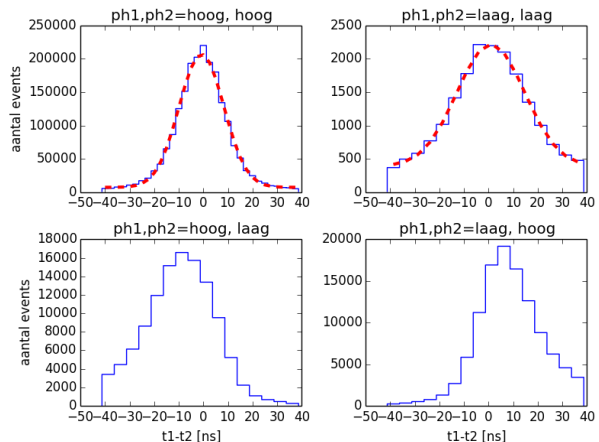
Van station 102 (een station met twee detectoren) is de data van januari tot en met oktober 2015 onderzocht. Ook hier is het verschil in spreading tussen aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen, d.w.z. tussen geladen deeltjes en fotonen aanwezig. Van station 501 en 508, beide stations met vier detectoren, is de data van januari tot mei 2014 onderzocht. Zie figuur 4.3. In beide datasets is het spreidingsverschil aanwezig. De grootte van de dataset heeft geen invloed. Het spreidingsverschil is aanwezig in kleine datasets (één week, 450k events) en in grote datasets (vijf maanden, 11M events). De spreading is gemiddeld 13 ns voor het aankomsttijdsverschil tussen twee geladen deeltjes¹⁸.

Voor fotonen onderling is het de spreading van aankomsttijdsverschillen groter, gemiddeld 18 ns.

In [28] is de spreading voor lage pulsen onderling 20 ns, voor detectorafstand 5.77 m, bepaald uit een dataset van station 501 voor één week data uit april 2010. In de grote datasets van 501 is voor detectorafstand 5.77 m de spreading voor fotonen onderling gemiddeld 15 ns.

Het verschil tussen de spreading zoals gevonden door [28] en het de spreading die uit grotere datasets bepaald is, wordt veroorzaakt door twee effecten: Ten eerste is geeft een grotere dataset een betere fit van de normale verdeling. Ten tweede is een meer nauwkeurig model van de data gefit: Naast een normaal

¹⁸Voor detectorparen met een onderlinge afstand van 10 m. [28] onderzocht detectorparen met een afstand van 5.77 m met een spreading van 9 ns. Deze spreading komt goed overeen met de geschatte spreading gebaseerd op de zenit- en azimuthhoekverdeling van showers, zie paragraaf 4.4.2.2.



Figuur 4.3: Tijdsverschillen tussen detector 1 en 2 van station 501 in januari t/m mei 2014. Linksboven beide detectoren hoog signaal $\sigma = 9.1$ ns. Rechtsboven beide platen laag signaal $\sigma = 13.4$ ns. Linksonder: detector 1 hoog signaal, detector 2 laag. Rechtsonder: detector 1 laag signaal, detector 2 hoog. Vanwege misalignment van de ADCs in de HiSPARC III hardware van station 501 is voor een breedte van de bins van 5 ns i.p.v. 2.5 ns gekozen.

verdeelde piek en een constante achtergrond, is ook een exponentieel verdeelde staart toegevoegd. Dit model beschrijft de aankomsttijdsverschillen van fotonen beter en daarmee wordt de fit nauwkeuriger. In de volgende paragraaf wordt dit model toegelicht.

4.2.2 Kwantitatieve beschrijving van de verdeling van aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen

Het aankomsttijdsverschil tussen twee deeltjes in twee afzonderlijke detectoren van een station kan wiskundig beschreven worden door:

1. Een constante achtergrond
2. Het aankomsttijdsverschil dat wordt veroorzaakt door de zenit- en azimuthhoek van de shower, geconvolveerd met de experimentele resolutie van de aankomsttijd bepaling. Dit signaal kan beschreven worden door een normale verdeling

waarbij de spreiding afhankelijk is van de afstand tussen de detectoren. Typische waarde is $\sigma = 13$ ns voor detectorafstand 10 m.

3. Een exponentiële verdeling die het spreidingsverschil tussen hoge en lage pulsen beschrijft. De amplitude A en breedte worden alleen uit een fit aan de data bepaald:

De exponentiële staart is links en rechts van het gemiddelde (μ) verschillend:

$$N_{cp} = \frac{A_{cp}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma_{re}^2}\right) \quad (4.1)$$

$$N = \begin{cases} N_{bg} + N_{cp} + A_{re} \exp\left(-\frac{t-\mu}{\sigma_{re}}\right) & t > \mu \\ N_{bg} + N_{cp} + A_{li} \exp\left(\frac{t-\mu}{\sigma_{li}}\right) & t < \mu \end{cases} \quad (4.2)$$

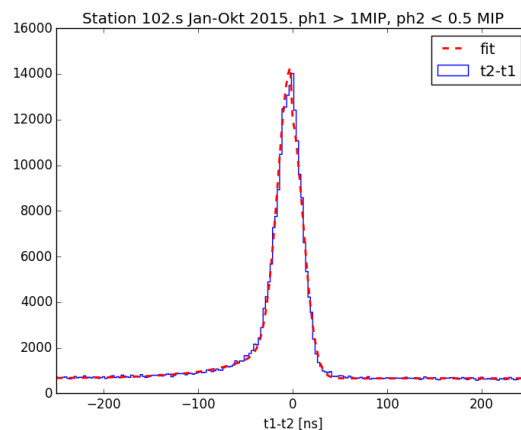
Hierin is N_{cp} de centrale (Gauss) piek, A_{cp} de amplitude van die piek, N_{bg} de (constante) achtergrond en de laatste term de exponentiële staart. De subscripten re en li geven de richting van de staart.

Een fit van dit model aan de data van station 102 (een twee detector station) aan een grote dataset (januari oktober 2015) is weergegeven in figuur 4.4.

Het spreidingsverschil tussen hoge en lage pulsen wordt goed beschreven door de exponentiele staart. Het spreidingsverschil tussen hoge en lage pulsen onderling kan niet door de exponentiële staart worden verklaard: De breedte van de normaal verdeelde piek is ook groter, d.w.z. de spreiding is groter voor lage pulsen onderling t.o.v. hoge pulsen onderling.

4.2.3 Resultaat en conclusie

Het verschil in spreiding tussen de aankomsttijdverschillen van geladen deeltjes en fotonen is aanwezig alle onderzochte datasets van verschillende grootte. Het verschil is aanwezig in datasets van meerdere HiSPARC stations. De grootte van de dataset en het gekozen station hebben geen invloed op het verschil. Een exponentiële staart is een goed model voor het spreidingsverschil tussen hoge- en lage pulsen. Hoge en lage pulsen onderling hebben een verschil in spreiding van het normaal verdeelde deel. De spreiding is voor lage pulsen onderling groter dan voor hoge pulsen onderling. Dit verschil kan niet gemodelleerd worden door een exponentiële staart.



Figuur 4.4: Fit van het model (vergelijking 1) aan de data van station 102. De aankomsttijden van detector 1 zijn geselecteerd voor pulshoogte > 1.0 MIP. De aankomsttijden van detector 2 zijn geselecteerd voor pulshoogte < 0.5 MIP. Fit: $\mu = 2.3$ ns, $\sigma = 13.2$ ns, breedte = 47.8 ns.

4.3 Timewalk

Time walk is een afwijking van de tijdmeting die optreedt in, onder andere, scintillator-PMT systemen. Time walk wordt veroorzaakt door een verschil in stijgsnelheid van signalen met verschillende pulshoogte.

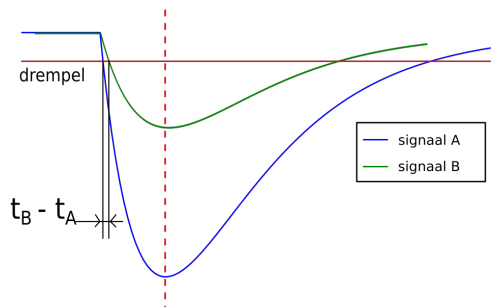
In figuur 4.5 worden de signalen veroorzaakt door gelijktijdige deeltjes in een scintillatorplaat die is verbonden met een PMT. Signaal A gaat over de drempel op tijdstip t_A en signaal B op tijdstip t_B . De pulshoogte van signaal A is groter en daardoor gaat het signaal eerder over de drempel. Dit veroorzaakt een tijdverschil $t_{walk} = t_B - t_A$.

4.3.1 Een model voor time walk correctie

Time walk is gemeten en gecorrigeerd in verband met pulsintegraal in [33] en [34]

$$t = t_0 + a/\sqrt{x} \quad (4.3)$$

Hierin is x is de pulsintegraal, t_0 en a zijn modelvariabelen die bepaald worden uit een fit van een dataset.



Figuur 4.5: Time walk tussen twee signalen met verschillende pulshoogte. Nagemaakt van figuur 17.1 van [32]. De rode lijn is de drempel waarde (threshold).

De term t_0 zorgt voor een verschuiving die alleen nodig is voor het fitten en valt weg in tijdverschillen. [33] refereert aan goede correlatie tussen experimentele data en het model. Daarnaast wordt in [34] specifiek signalen beschouwd waarbij de PMT nog niet is verzadigd:

$$t = t_0 + a/x^b \quad (4.4)$$

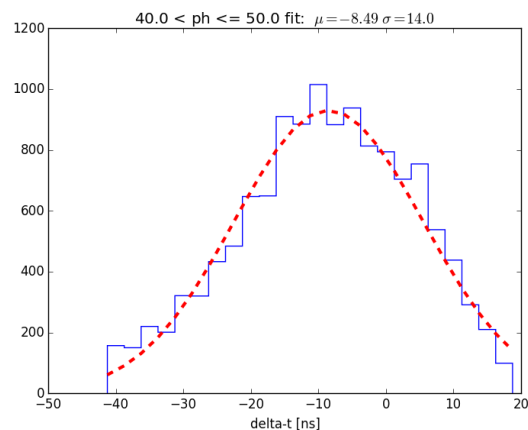
Hierin is x is de pulsintegraal, t_0 , a en b zijn modelvariabelen die bepaald worden uit een fit van een dataset. Beide modellen zijn gefit aan HiSPARC data.

4.3.2 Fit van het model aan HiSPARC data

Time walk in een HiSPARC detector is bepaald door beide modellen te fitten aan een dataset van een HiSPARC station, waaruit de modelparameters zijn bepaald. Met de modellen kan vervolgens voor time walk worden gecorrigeerd.

De gebruikte dataset bevat events van HiSPARC station 501 (Nikhef) van januari tot mei 2014. Hieruit zijn events geselecteerd waarbij pulshoogte van detector 1 groter is dan 200 ADC en de pulshoogte van detector 2 kleiner dan 120 ADC (maar boven de drempel van 20 ADC). Deze pulshoogte komen overeen met een geladen deeltje in detector 1 en een foton in detector 2. In totaal zijn 130k events geselecteerd.

De dataset is in intervallen verdeeld op basis van de pulshoogte van detector 2. We gebruiken 11 intervallen tussen 20 en 120 ADC. Voor elk interval wordt een histogram gemaakt van het aankomsttijdsverschil tussen pulsen in detector 1 en 2 en hieraan wordt een normale verdeling gefit. Een typisch histogram van één interval is te zien in figuur 4.6. Chi-kwadraten voor de fit zijn gemiddeld 11,7 met spreiding 3,99.



Figuur 4.6: Tijdsverschil in het interval van pulshoogte tussen 40 en 50 ADC met fit van normale verdeling.

Elk pulshoogteinterval levert een gemiddeld tijdverschil Δt . Deze tijdschillen worden uitgezet tegen de bijbehorende pulshoogtes, waarna de modellen voor timewalk worden gefit. In figuur 4.5 zijn de resultaten weergegeven met een fit met model (1) en (2). Model 2 past beter bij de data. Dit komt overeen met de verwachtingen, aangezien model 2 voor niet verzadigde PMTs (lage pulshoogtes) geldt.

4.3.3 Timewalk analyse en correctie voor station 102.

Station 102 is een station met twee detectoren. Vanwege de eenvoud van een dergelijk station wordt de timewalk geanalyseerd in data van station 102 van januari t/m oktober 2015. Hierbij moet worden opgemerkt dat de fit van het timewalk model voor station 501 is gebruikt. Timewalk kan twee aspecten

van de hoog-laag verdeling verklaren:

- Het gemiddelde van de normaal verdeelde piek verschuift door timewalk, als we deeltjes met hoge en lage pulshoogte vergelijken. Het deeltje met de lage pulshoogte wordt door timewalk vertraagd.
- De spreiding van de normaal verdeelde piek wordt groter.

Aankomsttijd verschillen Station 102	Zonder correctie		Na correctie	
	μ (ns)	σ (ns)	μ (ns)	σ (ns)
Hoog-hoog	3,1	9,2	3,1	9,2
Laag-hoog	-2,5	13	4,9	13
Hoog-laag	11	14	3,8	14
Laag-laag	4,0	18	4,4	18

Tabel 4.1: Data van station 102, januari t/m oktober 2015, voor en na timewalk correctie. μ is het gemiddelde van de normaal verdeelde piek, σ is de spreiding. *Hoog* is een puls > 2.0 MIP. *Laag* is een puls < 0.5 MIP

In tabel 4.1 zijn de gemiddelden en spreidingen van de verschillende selecties weergegeven voor station 102. *Hoog* is hier > 2.0 MIP en *laag* is < 0.5 MIP.

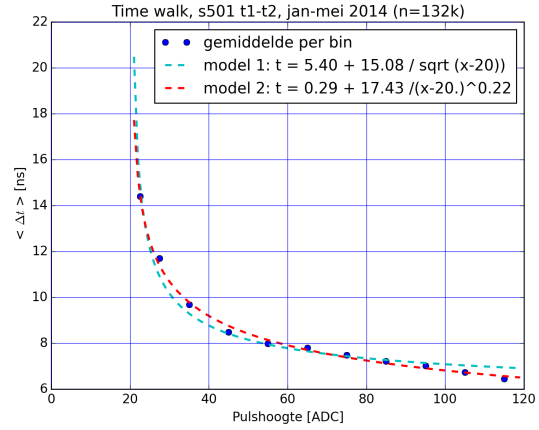
Het gemiddelde voor hoog-hoog is 3,1 ns. Dit is de offset tussen de twee detectoren die wordt bepaald door elektronica, lengte van kabels e.d.

Het gemiddelde voor laag-hoog en hoog-laag is respectievelijk -2,5 ns en 11 ns. Dit komt overeen met een *vertraging* van 5,6 ns en 6,9 ns van de lage puls door timewalk. Dit effect wordt goed gecorrigeerd door het model voor timewalk correctie, zoals zichtbaar in tabel 1.

De spreidingen worden niet gecorrigeerd door het timewalk model, toch is timewalk een plausibele verklaring voor de spreidingsverschillen, want:

- De spreiding tussen hoog-hoog = 9,2 ns, de spreiding voor een enkele detector σ_{hoog} is:
 $\sigma_{t2} - \sigma_{t1} = \sqrt{2} \sigma_{\text{hoog}} = 9,2 \text{ ns}$
 $\sigma_{\text{hoog}} = 9,2 \text{ ns} / \sqrt{2} = 6,5 \text{ ns}$

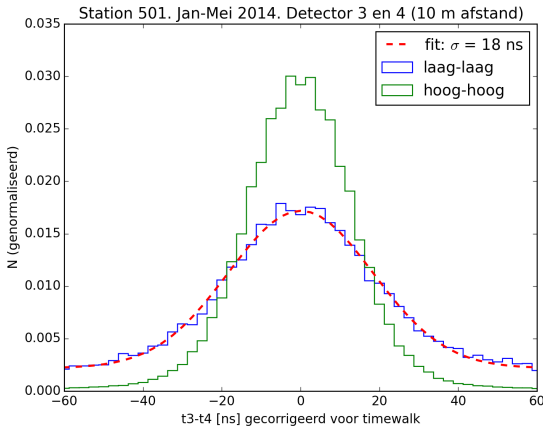
- Voor een laag signaal moet worden gecorrigeerd voor timewalk: $\sigma_{\text{laag}} = \sqrt{((\sigma_{\text{hoog}})^2 + (\sigma_{\text{walk}})^2)}$
- Voor de data van station 102, tabel 1 geldt:
 $\sigma_{(t2,\text{hoog})} - \sigma_{(t1,\text{laag})} = \sqrt{2(\sigma_{\text{hoog}})^2 + (\sigma_{\text{walk}})^2} = 13,5 \text{ ns} \rightarrow \sigma_{\text{walk}} = 9,5 \text{ ns}$
 $\sigma_{(t2,\text{laag})} - \sigma_{(t1,\text{laag})} = \sqrt{2(\sigma_{\text{hoog}})^2 + 2(\sigma_{\text{walk}})^2} = 18 \text{ ns} \rightarrow \sigma_{\text{walk}} = 11 \text{ ns}$
- Deze waarden zijn plausibel voor de timewalk uit figuur 4.7.



Figuur 4.7: Fit van model 1 en 2 aan dataset van station 501 januari tot mei 2014.

4.3.4 Time walk correctie voor HISPARC station 501

Model (2) is gefit aan data van station 501 van januari t/m mei 2014: $t_0 = -0.27$, $a = 17.43$ en $c = 0.22$. De verschuiving van het gemiddelde wordt goed gecorrigeerd door timewalk, zoals bij station 102 in de vorige paragraaf. Maar de spreiding van de normaal verdeelde piek wordt onvoldoende gecorrigeerd. Voor en na correctie voor timewalk is de spreiding van de normaal verdeelde piek gemiddeld 18 ns voor lage pulsen onderling, tegenover 13 ns voor hoge pulsen onderling, bij een detectorafstand van 10 m. In figuur 4.8 is het verschil ook na correctie voor time walk duidelijk zichtbaar.



Figuur 4.8: Spreiding van aankomsttijdverschillen van hoge en lage pulsen onderling na correctie voor timewalk. De spreiding voor hoog-hoog (niet in de figuur weergegeven) is 13 ns.

Het verschil in spreiding tussen hoge en lage pulsen onderling dat overblijft na timewalk correctie (zie figuur 4.8) is aanwezig in de normaal verdeelde piek en kan niet gemodelleerd worden door een exponentiële staart toe te voegen aan de normale verdeling.

4.3.5 Resultaat en conclusie

Met time walk kan het verschil in spreiding van de aankomsttijdverschillen tussen hoge en lage pulsen onderling en de exponentiële staart tussen hoge en lage pulsen hoogstwaarschijnlijk verklaard worden. De toegepaste timewalk correctie is echter niet geheel succesvol. De gemiddelde waarde van aankomsttijdverschillen wordt goed gecorrigeerd, maar de spreiding niet. Toch blijkt uit de analyse dat correctie mogelijk moet zijn. Het model is kwalitatief in overeenstemming met de data, kwantitatief nog niet helemaal.

4.4 Onderzoek van CORSIKA simulaties

Met behulp van het Monte Carlo simulatie softwarepakket CORSIKA [29] kunnen airshowers gesimu-

leerd worden. Uitgaande van een primair deeltje met vooraf gekozen type, energie en invalshoek wordt door CORSIKA de airshower gesimuleerd met als resultaat de deeltjes die de grond bereiken. Van deze deeltjes wordt het type en de impuls opgeslagen in een Binnen het HiSPARC project is een grote dataset van uitvoer van CORSIKA simulaties aanwezig. In dit onderzoek is eerst de CORSIKA uitvoer onderzocht en daarna de gesimuleerde HiSPARC data op basis van CORSIKA simulaties, met als doel het zoeken naar het verschil in spreiding van aankomsttijdverschillen.

4.4.1 Onderzoek naar spreiding in aankomsttijdverschillen in CORSIKA uitvoer

Allereerst wordt gezocht naar het verschil in spreiding in aankomsttijdverschillen in CORSIKA uitvoer. Dit betekent dat gezocht wordt in gesimuleerde airshowers waarbij detectorresponse niet is meegenomen. Dit betekent dat het verschil in detectiekans tussen fotonen en geladen deeltjes niet wordt meegenomen, terwijl dit effect in mijn hypothese een belangrijke rol speelt.

In deze analyse zijn drie typische CORSIKA uitvoer datasets gebruikt. Een dataset wordt geïdentificeerd aan de hand van de seed (startwaarde) van de pseudo-random number generator. Als startwaarde voor de CORSIKA simulatie wordt tevens het type primair deeltje, de energie en invalshoek van het deeltje opgegeven. Het aantal fotonen en geladen deeltjes dat de grond bereikt is een simulatie resultaat dat interessant is om het verloop van de simulatie te beschouwen. De gegevens van de gebruikte simulaties zijn samengevat in tabel 4.2

Deze datasets zijn willekeurig gekozen. De invoerwaarden en resultaten van de simulaties zijn typisch voor een gemiddelde simulatie. Showers met een proton als primaire deeltje met 10^{14} eV energie zijn de meest voorkomende showers die gedetecteerd worden door HiSPARC stations. Daarom zijn drie simulaties gekozen van dat type.

De gemiddelde invalshoek van een gedetecteerde shower is 22° (dataset A). Een invalshoek van 0° is voor de analyse eenvoudig. Om de (on)afhankelijkheid van een specifieke CORSIKA simulatie te onderzoeken is een tweede simulatie met

Dataset	Seed	Primair deeltje	Energie [eV]	Invalshoek [°]	Aantal fotonen	Aantal geladen deeltjes
A	77102826-200916071	Proton	10^{14}	22	24280	3769
B	713335232-854491062	Proton	10^{14}	0	128051	26290
C	834927089-144221120	Proton	10^{14}	0	131920	27013

Tabel 4.2: Beschrijving van CORSIKA uitvoer datasets.

invalshoek 0° gekozen. (dataset B en C). Voor elke dataset is een histogram gemaakt van de aankomsttijd van deeltjes voor geladen deeltjes en fotonen afzonderlijk. De histogrammen zijn gemaakt voor deeltjes met een bepaalde afstand tot het centrum van de shower op de grond.

Uit deze analyse blijkt dat in een gesimuleerde airshower de spreiding in aankomsttijd van deeltjes toeneemt met afstand tot het centrum van de shower. Geheel volgens de verwachting van de vorm van het showerfront [27]. Verder komt het eerste geladen deeltje met toenemende afstand tot het centrum van de shower steeds iets eerder aan dan het eerste foton. Dit effect is ook gevonden in [35]. Het verschil in spreiding tussen geladen deeltjes en fotonen, de scheve verdelingen in figuur 4.2 kan hiermee verklaard worden. De spreiding in aankomsttijdsverschillen tussen geladen deeltjes en fotonen onderling kan hiermee niet verklaard worden. Hiervoor wordt een oorzaak gezocht in de detectiekans van deeltjes, waardoor de detectie van de deeltjes in de simulatie meegenomen moet worden.

4.4.2 Onderzoek naar spreiding in aankomsttijdsverschillen met detectorsimulatie

Met behulp van de HiSPARC SAPHIRE module GroundParticleSimulation kan CORSIKA data gebruikt worden om de respons van een HiSPARC detector, -station of cluster te simuleren. Hierbij wordt de uitvoer van een CORSIKA simulatie uitgestrooid over een gesimuleerd HiSPARC station of cluster en de response van een detector gesimuleerd; In een Mon-

te Carlo simulatie wordt de positie van het station wordt telkens random gekozen t.o.v. de gesimuleerde airshower en vervolgens wordt bepaald welke deeltjes door het station worden gedetecteerd.

Met behulp van deze detectorsimulatie wordt geprobeerd om de resultaten van de analyse van [28] (zie figuur 4.2) te reconstrueren. Deze analyse is gebaseerd op het verschil tussen de detector response van geladen deeltjes en fotonen. Bij aanvang van het onderzoek werden echter alleen geladen deeltjes in de simulatie van SAPHIRE meegenomen. Om het verschil tussen detector response van geladen deeltjes en fotonen te kunnen onderzoeken zijn interacties tussen fotonen en de HiSPARC detector in SAPHIRE geprogrammeerd.

4.4.2.1 Foton interacties in SAPHIRE

Fotonen worden in een HiSPARC detector gedetecteerd doordat een foton een interactie heeft in de scintillatorplaat waarbij een elektron wordt vrijgemaakt. De energie van dit elektron wordt (deels) geabsorbeerd in de scintillator en gedetecteerd met behulp van een PMT en elektronica.

We onderscheiden drie interacties tussen een foton en de scintillator:

- Het foto elektrische effect, waarbij een elektron wordt vrijgemaakt na absorptie van het foton. Hierbij wordt alle energie van het foton overgedragen aan het elektron.
- Compton verstrooiing, waarbij een elektron wordt vrijgemaakt en een deel van de energie

van het foton wordt overgedragen aan het elektron. De fractie overgedragen energie is afhankelijk van de verstrooiingshoek en is willekeurig. Typisch is de maximaal overgedragen fractie van de fotonenergie, de zogenaamde Compton-edge.

- Paar vorming in het veld van een proton of elektron. Hierbij ontstaat een elektron-positron paar. Het paar krijgt de energie van het foton minus de energie die nodig is voor creatie (1,022 MeV). Als het paar gevormd wordt in het veld van een elektron wordt ook dat elektron verstrooid en krijgt een deel van de energie van het foton.

Voor fotonenergieën kleiner dan 100 keV domineert het foto elektrisch effect, maar de pulsen in de PMT zijn kleiner zijn dan de drempelwaarde en worden niet van ruis onderscheiden. [36]. Tussen 0.1 MeV en 10 MeV speelt Compton verstrooiing een grote rol. Veel van de lage pulsen in dit onderzoek worden veroorzaakt via Compton verstrooiing. Boven 10 MeV domineert paarvorming, maar de interactiekans is ook bij kleinere fotonenergieën voldoende groot om in de analyse mee te nemen.

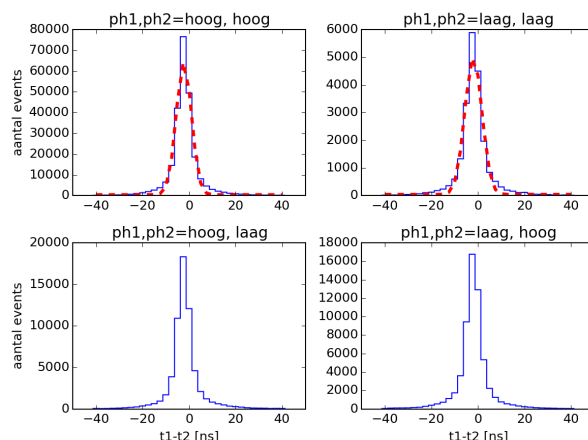
Aan SAPPiRE is een nieuwe module¹⁹ GroundParticleGammaSimulation toegevoegd waarin Compton verstrooiing en paarvorming is geïmplementeerd.

4.4.2.2 Resultaten van één simulatie

Met behulp van de SAPPiRE module GroundParticleGammaSimulation is de spreiding in aankomsttijdsverschillen in een gesimuleerd HiSPARC station (gelijk station 501) gesimuleerd. De gebruikte CORSIKA dataset is dataset B (primair deeltje een proton, $E = 10^{14}$ eV, $\theta = 0^\circ$). In SAPPiRE zijn 200k events gesimuleerd. Dit aantal events is vergelijkbaar met een week gemeten data van een HiSPARC station, maar in werkelijkheid is de zenit hoek niet telkens 22° , zoals in deze simulatie. We verwachten dan ook niet dezelfde aankomsttijd verdeling zoals in gemeten data, maar onderzoeken of het verschil in spreiding van aankomsttijden tussen hoge en lage pulsen aanwezig is.

¹⁹Een module in SAPPiRE is een Python class.

De resultaten zijn weergegeven in figuur 4.9, op dezelfde manier van [28] zoals figuur 4.2. In de grafieken



Figuur 4.9: Tijdsverschillen tussen detector 1 en 2 gesimuleerd met SAPPiRE GroundParticleGammaSimulation.

is meteen te zien dat het verschil in spreiding tussen geladen deeltjes en fotonen niet in deze dataset aanwezig is. Ook de scheve verdeling in de onderste rij grafieken is geheel afwezig.

4.4.2.3 Resultaten met gesimuleerde energie, zenit en azimuth verdeling

De spreiding in aankomsttijdsverschillen voor twee deeltjes door twee detectoren wordt veroorzaakt door de spreiding in zenit en azimuthhoek van de shower. De extra afwijking door breedte van het front, transporttijd in scintillator en PMTs en sampling is normaal verdeeld met spreiding 2.5 ns. [27] H4.4. Deze fout noemen we de sampling accuracy.

Schatting door simulatie uit zenit- en azimuthhoekverdeling

We schatten de verdeling van aankomsttijdsverschillen door het aankomsttijdsverschil te berekenen voor een groot aantal verschillende azimuth en zenithoeken. We gebruiken hierbij de aannames die gebruikelijk zijn

binnen HiSPARC voor het reconstrueren van de richting van showers (H4.2 van [27]): We gaan uit van een oneindig dun showerfront dat met de lichtsnelheid beweegt. De zenithhoek is θ en de azimuthhoek ϕ , zie figuur 4.4 van [27].

Voor het tijdsverschil t tussen twee detectoren 1 en 2 met onderlinge afstand a volgt [27], vergelijking 4.9:

$$\Delta t = \frac{a}{c} \sin \theta \cos \phi \quad (4.5)$$

We kunnen aannemen aan dat alle azimuthhoeken even waarschijnlijk zijn. De zenithhoek van een shower is zowel afhankelijk van de openingshoek van de detector als de absorptie in de atmosfeer. Voor de zenit verdeling van EAS gebruiken we de verdeling volgens [37]:

$$\Theta(\theta) = \sin \theta \cos^\eta(\theta) \quad (4.6)$$

Met η tussen 6 en 10. Deze verdeling kan ook vervangen worden door de verdeling volgens [38]:

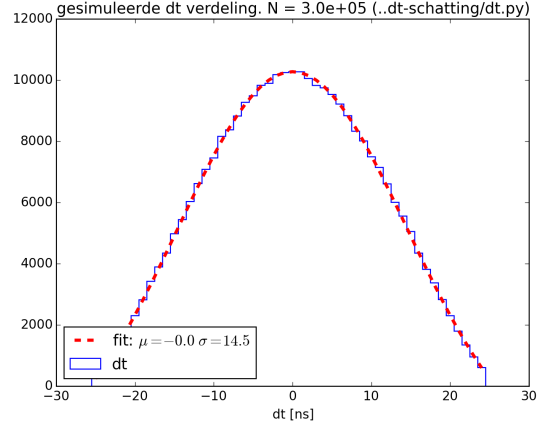
$$\Theta(\theta) = \sin \theta \exp(C \sec \theta + D) \quad (4.7)$$

Er is geen significant verschil tussen beide verdelingen voor de schatting van de spreiding van aankomsttijden.

Voor de schatting van de spreiding kiezen we een groot aantal willekeurige combinaties van θ en ϕ uit de hierboven beschreven waarschijnlijkheidsverdelingen. Vanwege de sampling accuracy tellen we daarbij een willekeurig tijdsverschil op die we trekken uit een normale verdeling met $\mu = 0$ en $\sigma = 2.5$ ns. Figuur 4.10 is een histogram van de aankomsttijdsverschillen die op deze manier zijn gesimuleerd. Het aantal simulaties is $3,0 \cdot 10^5$. De spreiding is 14.5 ns. De in HiSPARC stations gemeten spreiding is gemiddeld 13 ns.

Resultaten uit CORSIKA simulaties.

Analoog aan bovenstaande schatting kunnen we de detectorresponse van een HiSPARC station simuleren door een groot aantal verschillende CORSIKA simulaties van airshowers over een station te strooien. Voor de zenit verdeling nemen we aan dat showers vanaf elke hoek even waarschijnlijk zijn. Rekening houden met absorptie van de atmosfeer is niet nodig,



Figuur 4.10: Histogram van gesimuleerde aankomsttijdsverschillen. De fit is een normale verdeling.

omdat de absorptie van de atmosfeer door CORSIKA wordt gesimuleerd. We kiezen de zenithhoek uit een verdeling waarbij alle richtingen van een bol boven de detector even waarschijnlijk zijn. Voor de azimuthhoek nemen we ook weer aan dat alle richtingen even waarschijnlijk zijn.

Uit het energiespectrum van EAS [27], figuur 1.2 blijkt dat de flux van deeltjes op de grond sterk afhankelijk is van de energie van het primaire deeltje. De flux is ruwweg omgekeerd evenredig met de derde macht van de energie. Er zijn dus zeer veel showers met een primaire energie waarbij het nog net deeltjes de grond raken en heel weinig showers met een grote deeltjesflux op de grond. Voor een simulatie met CORSIKA showers moet we een onder- en bovengrens van de energie van het primaire deeltjes kiezen. Showers onder de ondergrens worden niet gedetecteerd en showers boven de bovengrens zijn zo zeldzaam dat de rekentijd niet opweegt tegen de bijdrage aan het eindresultaat.

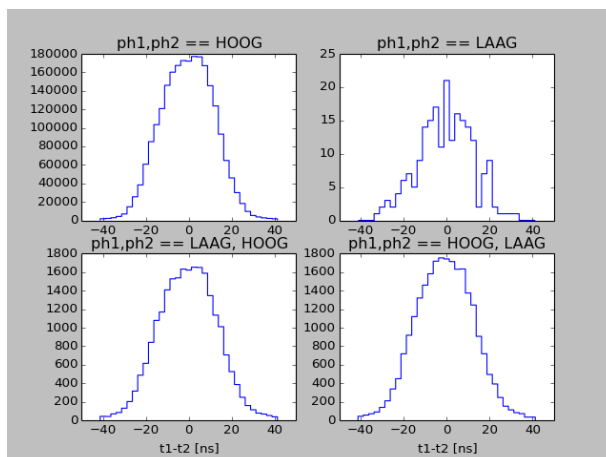
Voor de ondergrens kiezen we 10^{14} eV: Showers met een primaire energie tot 10^{13} eV bereiken vrijwel alleen muonen de grond, het elektromagnetische deel van de shower dooft hoger in de atmosfeer uit. De deeltjesdichtheid is zo klein dat de deeltjes slechts één enkele detector raken; Een zogenaamde single,

die niet wordt opgeslagen.

Voor de bovengrens kiezen we 10^{15} eV: Showers van 10^{14} en 10^{15} eV leveren een grote bijdrage aan het aantal events dat gemeten wordt in een station. De flux van EAS met een primaire energie 10^{16} eV is duizend keer kleiner dan van showers van 10^{15} eV en een miljoen keer kleiner dan 10^{14} eV. Een dergelijke shower wordt slechts enkele keren per jaar waargenomen door een station en kan dus niet voldoende bijdragen aan de afwijking van de spreiding van aankomsttijdsverschillen.

Allereerst zijn 500 simulaties met primaire energie 10^{15} eV elk 10.000 keer willekeurig uitgestrooid met een core afstand tot 20 m. Daarna zijn nog 250 simulaties met primaire energie 10^{14} eV elk 10.000 keer uitgestrooid met een core afstand tot 20 m. In principe zouden er duizend keer zoveel showers van 10^{14} eV moeten worden uitgestrooid, maar deze simulaties blijken nauwelijks bijdrage aan het resultaat te geven.

In figuur 4.11 is het resultaat van de simulatie gepresenteerd in deze figuren als [28]. Waarbij direct



Figuur 4.11: Resultaat uitgestrooide CORSIKA simulaties.

het verschil tussen hoge en lage pulsen gezien kan worden. Opvallend is dat lage pulsen minder gedetecteerd worden en dat de scheve verdelingen van tijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen onderling

(de onderste rij figuren) in dit geval symmetrisch is, d.w.z. het verschil tussen hoge en lage pulsen is afwezig. Het relatief kleine aandeel van lage pulsen kan verklaard worden doordat CORSIKA een ondergrens gebruikt voor de energie van gesimuleerde gammas.

Conclusie

In figuur 4.11 is goed te zien dat de spreiding in aankomsttijdsverschillen goed overeenkomt met de spreiding die verwacht wordt uit de zenit- en azimuthhoekverdeling van showers. Het verschil in spreiding van aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen is echter afwezig. Voor fotonen met een energie van 3.0 MeV en groter kan de hypothese dat het verschil veroorzaakt wordt door detectiekans van leptonen en fotonen verworpen worden.

4.5 Conclusies

In dit onderzoek is niet aangetoond of het verschil in spreiding tussen aankomsttijdsverschillen en fysieke of experimentele oorzaak heeft. Het verschil in spreiding van aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen is aanwezig in alle onderzochte datasets van HISPARC stations. Er is geen verschil tussen stations met twee of vier detectoren. Timewalk kan kwalitatief het verschil in spreiding van aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen verklaren. De extra offset tussen detectoren met hoge en lage pulshoogte kan met behulp van timewalk worden gecorrigeerd. De spreidingsverschillen tussen hoge en lage pulsen kunnen nog niet worden gecorrigeerd. Er is een exponentiële staart die bij alle pulshoogtes voorkomt, maar veel groter is voor lage pulsen. Deze staart veroorzaakt het spreidingsverschil tussen hoge en lage pulsen dat overblijft na timewalk correctie. De oorzaak van deze staart is nog onduidelijk.

Het verschil van spreiding in aankomsttijdsverschillen is niet teruggevonden in detectorsimulaties met CORSIKA simulaties als invoer waarin naast detectie van geladen deeltjes ook detectie van fotonen is toegevoegd. Een beperking van de CORSIKA simulaties is dat de energie van de fotonen niet lager is dan 3.0 MeV, terwijl HISPARC detectoren fotonen detecteren vanaf 100 keV. Voor fotonen vanaf 3.0 eV

kan de hypothese dat het verschil veroorzaakt wordt door een statistisch verschil van detectie van fotonen t.o.v. geladen deeltjes verworpen worden.

4.6 Discussie

Een aantal mogelijke verklaringen voor het verschil in spreiding van aankomsttijdsverschillen tussen hoge en lage pulsen zijn onderzocht en deels uitgesloten. Voor het spreidingsverschil tussen hoge en lage pulsen is timewalk als verklaring gevonden.

In elke dataset komen lage pulsen gemiddeld vaker later t.o.v. een hoge puls dan omgekeerd. Het verschil kan gezien worden als een extra achtergrond in de data. Deze achtergrond is slechts aanwezig bij een klein deel van de data en daarom nauwelijks relevant voor de nauwkeurigheid van richting reconstructie.

Een verklaring voor deze achtergrond ontbreekt nog steeds. Verder onderzoek kan zich richten op het beter kwantificeren van de achtergrond en daaruit zoeken naar een verklaring.

Een belangrijke opbrengst van dit LIO project is de implementatie van detectie van fotonen in SAPHIRE GroundParticleSimulation. Met deze module kunnen andere LiOs maar ook docenten en scholieren simulaties maken van airshowers waarin hoog energetische fotonen worden meegenomen.

5 Educatieve activiteiten

David Fokkema en Niek Schultheiss

5.1 Woudschotenconferentie voor natuurkundedocenten

De jaarlijkse Woudschotenconferentie (WND) is een belangrijk moment voor docenten om nieuwe lesideeën op te doen. Evenals afgelopen jaren heeft Hisparc ook dit jaar deelgenomen aan de markt en werkgroepen verzorgd. De stand op de markt is bijzonder goed bezocht en we hebben veel positieve respons gehad van docenten die Hisparc lesmateriaal gebruiken in de klas. Daarnaast is een werkgroep verzorgd; deze werd eveneens goed bezocht. Tijdens de werkgroep hebben we een presentatie verzorgd en o.a. een nevelkamer gepresenteerd voor gebruik in de klas. Bij de werkgroep vorig jaar werd aangegeven dat Hisparc ook te gebruiken was om informatica *body* te geven. Met het ontwikkelde *notebook infopakket* wordt aan deze wens tegemoet gekomen en is praktische verwerking van meetgegevens van het Hisparc experiment in de klas mogelijk. Dat is vooral voor het vak natuurkunde van belang. Voorts hebben wij het practicum *bouwen van een elektroscop* uit het tweede klas lesmateriaal gedemonstreerd. Ook hier is door de docenten enthousiast aan gewerkt. Ook na de werkgroep hebben veel docenten ideeën met ons uitgewisseld.

5.2 Ontwikkeling nieuwe nevelkamer

Nikhef (het nationaal instituut voor subatomaire fysica) verzorgt al geruime tijd masterclasses voor leerlingen uit het voortgezet onderwijs met nevelkamers. Dit zijn detectoren waarmee deeltjes uit de kosmische straling zichtbaar worden gemaakt. In overleg is onderzocht of er ook een klassenset ontwikkeld kan worden voor gebruik in de klas. Op de Woudschotenconferentie hebben we de interesse geïnventariseerd en het bleek dat hier veel vraag naar is. De nieuwe nevelkamer is nu in ontwikkeling. Deze hopen wij op de Its Academy masterclass voor docenten (11 februari) te presenteren.

5.3 Notebooks infopakket

De onderzoekers die werken aan het Hisparc experiment doen dat met geavanceerde software. Deze software is geschreven in de programmeertaal Python. Ook in het voortgezet onderwijs is er vraag naar een wetenschappelijke benadering van de meetgegevens, dat verder gaat dan *Excel*. Aan deze vraag wordt gedeeltelijk voldaan door het gebruik van verschillende interactieve webpaginas op de Hisparc website. Op de achtergrond wordt de informatie verwerkt in Python. Voor leerlingen in de bovenbouw havo/VWO die verder willen gaan dan een *standaardanalyse* heb-

ben we nu lesmateriaal ontwikkeld. Door het gebruik van Python notebooks wordt het volledige pakket aan analysesoftware beschikbaar gemaakt, zoals dat op het Nikhef door wetenschappers wordt gebruikt. Een notebook is een interactieve lesomgeving waarbinnen uitleg en een programmeeromgeving elkaar afwisselen. Er zijn notebooks voor het ophalen van stationsgegevens en meetdata beschikbaar. De notebooks zijn volledig aan te passen. Door een lege notebook te starten kunnen leerlingen hun eigen weg gaan.

ties. De docenten kunnen deze ervaringen dan meenemen voor gebruik in hun lessen.

5.4 Event display voor gebruik in lessen verbeterd

Het is voor leerlingen lastig om te visualiseren wat kosmische straling precies inhoudt en hoe de detectoren daarop reageren. Het zichtbaar maken van de kosmische straling zelf hebben we nu ondervangen met de ontwikkeling van de nieuwe nevelkamers. Het visualiseren van de metingen en de interactie tussen de stations in het hele Hisparc netwerk hebben we nu ook aangepakt. Er is nu een *event display* beschikbaar op de website (<http://data.hisparc.nl/media/jsparc/event-display/index.html#network>) waarmee de detectie van kosmische straling in het hele netwerk (Nederland, het Verenigd Koninkrijk en Denemarken) in *real-time* kan worden bekeken. De eerste reacties zijn zeer positief.

5.5 Voorbereiden masterclass docenten

Op aanvraag van de Its Academy in Amsterdam verzorgden wij 18 februari 2016 een masterclass voor docenten bovenbouw havo/vwo. Gebruik makend van onze ervaringen met de werkgroep op Woudschoten werden de volgende onderwerpen besproken: Python notebooks, RouteNet en Hisparc meetgegevens van kosmische deeltjes ophalen, analyseren en interpreteren. Verder werden de bouw van de nieuwe nevelkamer en van een interferometer (zwaartekrachtsgolven) gedemonstreerd (beide apparaten in een –serie– uitvoering voor *in de klas*). Naast deze practica vonden lezingen plaats over de LHC en neutrino oscilla-

6 Conclusie

Afgelopen jaar hebben docenten uit het voorgezet onderwijs in Amsterdam weer in de keuken van het wetenschappelijk bedrijf kunnen kijken. De resultaten van hun onderzoek worden gepresenteerd in dit document.

Zoals in de inleiding werd uitgelegd, is gekozen om onderzoek uit te voeren binnen het kader van het HiSPARC project. Alle aspecten hiervan komen aan bod; hardware en software ontwikkeling, data analyse. Verdieping van theoretisch begrip werd bereikt in een serie seminars. Ook werden actuele wetenschappelijke vraagstukken bestudeerd met begeleiding door leden van de lokale wetenschappelijke staf. Het goed omlinjende kader en het deelnemen aan een gemeenschappelijk project, werd bereikt door het veelvuldig overleg tussen deelnemers en begeleiders. Halverwege het jaar werd door de deelnemers een voortgangsrapport gepresenteerd. Deze bijeenkomst heeft uitgebreide en inspirerende discussies opgeleverd. Docenten hebben elkaar dan ook vaak getroffen als *sparring partners*: diverse vraagstukken zijn voor het voetlicht gebracht en besproken.

HiSPARC detectoren *zien* naast de geladen deeltjes in de door de kosmische deeltjes veroorzaakte lawines ook de fotonen daarin. In Amsterdam is in het beschreven jaar een simulatie gemaakt van de detector respons op deze fotonen. Hierdoor wordt het mogelijk om van de simulatie van de lawine met behulp van het programma CORSIKA tot aan de respons van de detectoren te komen.

De eigenschappen van individuele opstellingen van detectoren bij het Science Park in Amsterdam is be-

studeerd (zie pagina 24). Doel is om met deze ervaring een optimale layout van een station te bereiken zodat de efficiency van alle stations met vier detectoren in het netwerk verhoogd kan worden.

Het laatste onderzoek dit jaar werd geïnspireerd door een publikatie van de Telescope Array collaboratie [3] waarin een afwijking van de isotrope verdeling van kosmische straling over de hemelbol werd gerapporteerd. Dit onderzoek wordt beschreven op pagina 6. Dit is het derde onderzoek in het bestaan van het LiO project op het Nikhef dat gepubliceerd werd in het Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde [39].

Dit jaar is ook weer aandacht besteed aan de ontwikkeling van modern voortgezet *exact* middelbaar onderwijs met als doel docenten te faciliteren en de *beter* leerling te *prikkelen*. Het materiaal dat hiervoor ontwikkeld wordt geeft direct aansluiting bij eerder gepresenteerde NLT en NiNa modules.

De resultaten van afgelopen jaar illustreren wederom dat wetenschappelijk onderzoek bedrijven een uitdagende onderneming is; zeker voor wie het geen alledaagse activiteit is.

Referenties

- [1] J.M. Santander. *Observation of cosmic ray anisotropy at TeV and PeV energies in the southern sky*. PhD thesis, the university of Wisconsin-Madison, 2013.
- [2] J.J. Beatty en S. Westerhoff. The highest-energy cosmic rays. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 59:319–345, 2009.
- [3] R.U. Abbasi et al. Indications of intermediate-scale anisotropy of cosmic rays with energy greater than 57 EeV in the northern sky measured with the surface detector of the telescope array experiment. *The Astrophysical Journal Letters*, 790:L21, 2014.
- [4] P. Sokolsky. *Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics*. Frontiers in Physics. Westview Press, 2004.
- [5] T. Stanev. *High energy cosmic rays, 2nd edition*. Springer-Praxis books in astrophysics and astronomy. Springer, Chichester UK, 2004.
- [6] C. Grupen. *Astroparticle physics*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2005.
- [7] A. Iyono et al. Zenith angle distribution and atmospheric effect for EAS with LAAS experiments. *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, 4:47–50, 2008.
- [8] D. Ciampa and R. W. Clay. The zenith angle distribution of extensive air showers at sea level: a measure of shower development. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 14:787–792, 1988.
- [9] N.G. Schultheiss. The acceptance of the HiSPARC network. interne communicatie.
- [10] A.P.L.S. de Laat et al. Coordinate systems and units in HiSPARC, 2015. Available from: http://docs.hisparc.nl/coordinates/HiSPARC_coordinates.pdf.
- [11] P. Duffett-Smith. *Astronomy with your personal computer, 2nd edition*. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [12] Healpix. Available from: <http://healpix.jpl.nasa.gov/>.
- [13] N. Hayashida et al. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV. *Astroparticle Physics*, 10:303–311, 1999.
- [14] T. Li en Y. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *The Astrophysical Journal*, 272:317–324, 1983.
- [15] R.U. Abbasi et al., 2014. Available from: <http://iopscience.iop.org/2041-8205/790/2/L21/article>.
- [16] J.N. Matthews et al. Overview of the Telescope Array Experiment. In *Proc. 31st ICRC, Łódź, Poland*, 2009.
- [17] J. Steijger, 20-05-2015. interne communicatie.
- [18] J. Steijger, 18-05-2015. interne communicatie.
- [19] C. Jui. Summary of results from the Telescope Array Experiment. presentatie op ICRC 15, 2015.
- [20] T. Stanev. Ultrahigh Energy Cosmic Rays: Review of the current situation, 2015. Available from: <http://arxiv.org/abs/1210.0927>.
- [21] Airshowers. HiSPARC's routenet, 2015. Available from: <http://docs.hisparc.nl/routenet/routenet.html>.
- [22] H. Klages. Hadronic EAS - how to detect the highest energies in the Universe (slides presentation), 2015. Available from: http://hess.in2p3.fr/aaa/03_eas.PDF.
- [23] S.J. Sciutto. *AIRES A system for air shower simulations User's guide and reference manual, v 2.6.0*, 2002. page 15.
- [24] J.J.M. Steijger. The diamond shaped station, 2013. interne communicatie.
- [25] D.B. Fokkema. *The HiSPARC Experiment, data acquisition and reconstruction of shower direction*. PhD thesis, University of Twente, 2012.

- [26] J. van Holten. Kosmische straling: airshowers, 2010. interne communicatie.
- [27] D.B. Fokkema. *The HiSPARC Experiment, data acquisition and reconstruction of shower direction*. PhD thesis, University of Twente, 2012.
- [28] D. Pennink-Bakker. Analyse van het pulshoogte histogram. Jaarverslag Leraar in Onderzoek 2009/2010, 2010.
- [29] D. Heck et al. Corsika, a Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Technical Report FZKA6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998. Available from: <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA6019.pdf>.
- [30] M. Nagano and A.A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72:689, 2000.
- [31] Apel et al. The KASCADE-Grande experiment. *Nucl. Instr. and Meth.*, A620:202–216, 2010.
- [32] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1987.
- [33] J.S. Brown et al. The mark III time-of-flight system. *Nucl.Instr.Meth.*, A221:503–522, 1984.
- [34] Smith E. and Nasseripour R. Systematic study of time-walk corrections for the tof counters. Technical Report CLAS-NOTE 2002-007, Jefferson Laboratory, Newport News, VA 23606, USA, 2002. Available from: https://www.jlab.org/Hall-B/notes/clas_notes02/02-007.ps.
- [35] J. Steijger. Timing in HiSPARC, 23-01-2014. interne communicatie.
- [36] J. Steijger, 16-06-2010. interne communicatie.
- [37] S. Hayakawa. *Cosmic ray physics*. New York, Wiley, 1969.
- [38] D. Ciampa and R.W. Cray. The zenith angle distribution of extensive air showers at sea level: a measure of shower development. *J. Phys. Nucl. Phys.*, G14:787–792, 1988.
- [39] S.I. Beijen. Een hotspot voor UHECRs: Zichtbaar met HiSPARC? *NTvN*, 81:438–441, 2015.