

Vrije Universiteit Brussel



Faculteit Wetenschappen
Departement Natuurkunde

**Onderzoek van de gevoeligheid van
AMANDA
voor Kaluza Klein donkere materie
in de zon**

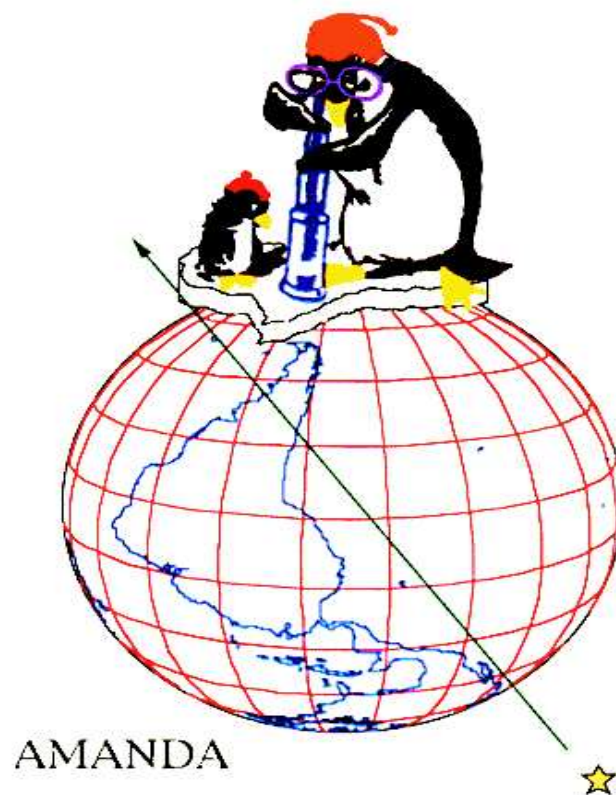
Olbren Depaepe

**Promotor: Prof. Dr. C. De Clercq
Academiejaar: 2006-2007**

**Proefschrift ingediend met het oog op het behalen van
de academische graad van Licentiaat in de Wetenschappen**

Onderzoek van de gevoeligheid van AMANDA voor Kaluza Klein donkere materie in de zon

Olbren Depaepe



Departement Natuurkunde
Vrije Universiteit Brussel
2007

Dankwoord

Eerst en vooral dank aan mijn promotor, Prof. Dr. Catherine De Clercq, voor al het werk dat ze voor mij verricht heeft, zelfs op haar verlofdagen ! Ook de directie van het iihe, voor al het paperassenwerk, niet te vergeten ! A special thanks goes out to my favourite Italian Alfio Rizzo especially for helping me with all the computer problems in the beginning of the year. Thanks man ; -). Ook Linuxman Danny Vijverman heeft mij geregeld met de informatica uit de nood geholpen, waarvoor oprechte dank ! Heel veel mercitjes ook voor Daan Hubert, voor alle hulp, voor alle geduld, voor het passen op Waltertje wanneer ik er niet was. Super gast, super behulpzaam en een *uitstekende begeleider*. Nu is het aan jou voor je doctoraat, he, ventje ! Ook Prof. Dr. Craps hoort nog in de bloemetjes gezet te worden voor het nalezen van de theoretische delen. Evenals Prof. Dr. Van Rensbergen, hij weet wel waarom ; -). Dank aan de nachtwaker om over mijn veiligheid te waken en de eenzaamheid te doden door af en toe een babbeltje te komen slaan. Dikke zoen ook aan moemoe voor de goede zorgen, voor de appeltjes 's morgens, voor de bezorgdheid en voor het spreiden van lekkere bedjes. Ook dikke merci aan Jorian om zijn bed zo vaak af te staan. Dank ook aan opa om zo goed voor ons gezorgd te hebben. Arlieke ook niet te vergeten voor haar lieve berichtjes en het gezaag wanneer ik eindelijk naar huis zou komen. Dank ook aan Douwe Egberts om mij bij te staan in zware tijden. Dank ook aan Frank Deboosere om er geen strandweer van te maken.

En een dankwoord is geen dankwoord zonder het bedanken van de ouders.

Dus bedank ik nog mijn ouders. Niet speciaal voor deze thesis, want die snappen ze toch niet (hehehe), maar wel voor al de jaren dat ze mij gesteund hebben en vertrouwen in mij hadden in de soms eigenzinnige beslissingen die ik wilde maken. En gemaakt heb. En kunnen maken heb. Dankzij hen. Daarvoor: dank u, mama en Jan !

Inhoudsopgave

Contents	v
1 Hoe en waarom donkere materie?	3
1.1 Inleiding	3
1.2 Standaard kosmologie	4
1.3 Experimentele evidenties voor donkere materie	6
1.3.1 Het probleem van donkere materie	6
1.3.2 Metingen van de Kosmische Microgolf Achtergrondstraling (CMB)	8
1.3.3 Andere observaties	10
1.4 Resterende abundantie van een overblijfsel uit het prille universum	10
1.5 Links met fysica voorbij het Standaard Model	11
1.6 Donkere materiedeeltjes: Kandidaten	12
1.6.1 SM kandidaten ?	12
1.6.2 Niet SM kandidaten	13
1.7 Extra dimensies	14
1.7.1 Een beetje geschiedenis	14
1.7.2 Extra dimensies: vandaag	15
1.7.3 Het lichtste Kaluza-Klein deeltje (LKP)	18
2 Het LKP: fenomenologisch	21
2.1 KK signaal	21
2.1.1 Vangst in de zon	21
2.1.2 Annihilatie in neutrino's	22
2.1.3 Propagatie van neutrino's in de zon	22
2.1.4 Observatie van LKP-neutrino's op aarde	23
2.2 Achtergrond voor detectie van hoog energetische neutrino's	23
2.2.1 Kosmische stralen	23
2.2.2 Atmosferische muonen en neutrino's	24
2.2.3 Onderscheiden van KK-gebeurtenissen	27
3 Experimentele opstelling: AMANDA II	29
3.1 Introductie	29
3.2 De AMANDA-II detector	30
3.2.1 Geschiedenis van AMANDA	30
3.2.2 Samengevat: de AMANDA II detector	31
3.3 Detectie principe	31

3.3.1	Neutrino-nucleon interactie	33
3.3.2	Ionisatie en stochastische energie verliezen voor muonen	36
3.3.3	Cherenkov straling	38
3.4	Optische eigenschappen van het ijs.	39
3.5	Detector Hardware	41
3.5.1	De optische module	41
3.5.2	Oppervlakte elektronica	42
3.5.3	Trigger setup	43
3.6	Andere fysische doelstellingen voor AMANDA	44
4	Beschikbare gegevens	47
4.1	Simulatie van gegevens	47
4.1.1	Generatie van gebeurtenissen	47
4.1.2	Propagatie van muonen en fotonen	49
4.1.3	Detector Respons:AMASIM	50
4.2	Data 2001	50
4.2.1	Experimentele data	50
5	Wegfilteren van atmosferische muonen	51
5.1	Reductie van atmosferische muonen: aanpak	51
5.2	Voorverwerking: pre-cleaning	52
5.3	Reconstructie van gebeurtenissen	52
5.3.1	Likelihood reconstructie	53
5.3.2	minimalisatiemethode	54
5.4	Niveau 1	54
5.5	Niveau 2	55
5.6	Niveau 3	58
5.6.1	Beschikbare observabelen	58
5.6.2	Selectie criterium	61
5.6.3	Snedes	62
5.6.4	Verloop efficiënties	68
5.6.5	Experimentele data gefilterd van atmosferische muonachtergrond: verificatie	68
5.7	Generatie volume	71
5.8	Effectief volume	71
6	Conclusies en vooruitzichten	77
	Bibliography	83

Motivatie en introductie

Het doel van deze eindverhandeling is de ontwikkeling van een zoekmethode naar het neutrinosignaal afkomstig van de Zon dat verwacht wordt indien in de Zon een ophoping zou bestaan van het **lichtste Kaluza-Klein deeltje (LKP)**, dat voorspeld wordt door Kaluza-Klein theorie. De methode moet ontwikkeld worden voor de gegevens verzameld in het jaar 2001 door de **AMANDA-II** telescoop, die zich ter hoogte van de Zuidpool op een diepte van zo'n 1700 m in het Antarctische ijs bevindt.

Kaluza-Klein(KK) theorie voorspelt het bestaan van extra ruimtelijke dimensies in ons universum. Het detecteren van KK-deeltjes zou dus enorme fysische en filosofische implicaties teweegbrengen. Het Kaluza-Klein deeltje vormt bovendien een uitstekende kandidaat voor het donkere materie probleem.

Uit experimenten (rotatiecurves, WMAP,...) blijkt immers dat ons Universum een grote hoeveelheid donkere materie moet bezitten, waarvan de exacte aard nog niet bekend is. Men weet enkel dat ze niet baryonisch moet zijn en een dichtheid moet hebben van $\Omega \approx 0.23$ [1], zie sectie 1.3.2. Zwakke interagerende deeltjes (WIMP's) zouden de discrepantie in de dichtheid kunnen oplossen. Het LKP is zowel zwak interagerend als niet baryonisch en vormt bijgevolg een uitstekende donkere materiekandidaat.

Onze queeste is aldus in de eerste plaats een zoektocht naar experimentele bewijzen van het bestaan van extra ruimtelijke dimensies, maar is in feite evenzeer een zoektocht naar een (partiële)¹ oplossing voor het donkere materieprobleem.

Hoofdstuk 1 is gewijd aan een uiteenzetting van het donkere materieprobleem, de bewijzen, de kandidaten en in het bijzonder het LKP dat verschijnt in theoriën met universele extra dimensies. In Hoofdstuk 2 wordt besproken hoe het LKP na annihilatie naar neutrino's in het centrum van de zon kan waargenomen worden en welke achtergrondprocessen hiermee gepaard gaan. Hoofdstuk 3 beschrijft de opstelling en werking van de AMANDA-II neutrinedetector. In Hoofdstuk 4 wordt een overzicht gegeven van de beschikbare gegevens: de experimentele data en de verschillende Monte Carlo simulaties. In Hoofdstuk 5 wordt de analysemethode nader toegelicht. Meer bepaald wordt er dieper ingegaan op de gebruikte technieken om muongebeurtenissen te reconstrueren. Vervolgens worden de verschillende filterniveau's die de data moeten ondergaan om signaal van ruis te onderscheiden overlopen, waarbij slechts gegaan wordt tot op niveau 3: het wegfilteren van de atmosferische muon achtergrond. Deze niveau 3 analyse vormt de eigenlijke bijdrage van deze eindverhandeling aan de zoektocht naar KK-donkere materie in de zon. Hoofdstuk 6 bevat uiteindelijk de conclusies van de analyse gemaakt in deze eindverhandeling.

¹zoals we verder zullen opmerken hoeft donkere materie niet noodzakelijk uit een type deeltje te bestaan !

Hoofdstuk 1

Hoe en waarom donkere materie?

1.1 Inleiding

Sinds de uitgave van de “Philosophiae Naturalis Principia Mathematica” van Newton in 1687 is reeds veel vooruitgang gemaakt in de verklaring van de beweging van astrofysische objecten in termen van de wetten van de gravitatie. Sindsdien zijn observaties van afwijkingen van voorspelde banen van hemellichamen steeds effectief gebleken voor het verder uitdiepen van onze kennis over het universum. Telkens een anomalie werd waargenomen in de beweging van planeten in ons zonnestelsel rees de vraag of dergelijke eigenaardigheden geïnterpreteerd moesten worden als een afwijking van de wetten van de zwaartekracht of als een indicatie van het bestaan van ongeziene objecten?¹ De tweede aanpak bleek de juiste in het geval van de vreemde beweging van Uranus, die de Franse astronoom U. Le Verrier en de Engelse astronoom John Couch Adams het bestaan van Neptunus liet stellen, later effectief ontdekt in 1846 door J.G.Galle. Omgekeerd faalde de poging om het vreemde gedrag van de beweging van Mercurius te verklaren aan de hand van het bestaan van een nieuwe planeet, Vulcanus, en de uiteindelijke oplossing kwam pas met de ontdekking van Einsteins Algemene Relativiteitstheorie, i.e. de invoering van een meer geraffineerde beschrijving van de wetten van de zwaartekracht.

Het moderne probleem van het bestaan van donkere materie is in feite zeer analoog aan het oude probleem van het bestaan van ongeziene planeten. In grote astrofysische systemen met afmetingen van galactische tot kosmologische schalen observeert men namelijk onregelmatigheden die enkel verklaard kunnen worden enerzijds aan de hand van het bestaan van een grote hoeveelheid ongeziene donkere materie, of door een afwijking van de gekende wetten van de zwaartekracht en de algemene relativiteitstheorie te onderstellen.²

¹vandaag zouden we spreken van “donkere” objecten

²een voorbeeld van dergelijke theorieën is Modified Newtonian Dynamics (MOND) Een verdere studie van dit onderwerp zou ons te ver leiden in deze eindverhandeling. Voor verder informatie wordt verwezen naar [2]

1.2 Standaard kosmologie

Hoewel de exacte definitie van het *standaard kosmologisch model* [3] met het verloop van experimentele metingen van kosmologische parameters evolueert met de tijd, zijn de meeste kosmologen het eens over een fundamenteel beeld, namelijk dat van het “Big Bang” scenario, dat het universum beschrijft als een systeem evoluerend vanuit een uiterst samengedrukte toestand die zo’n 10^{10} jaar geleden bestaan moet hebben. Dit beeld vindt haar wortels in de ontdekking van de wet van Hubble begin vorige eeuw en heeft heel wat kosmologische observaties weten te overwinnen, in tegenstelling tot alternatieve theorieën, die bijvoorbeeld, niet in staat waren een verklaring te geven voor de kosmische microgolf achtergrond straling. Vandaag hebben we een extreem gesofisticeerd model ter beschikking dat ons toelaat op een aanvaardbare manier een verklaring te geven voor de thermische geschiedenis, overblijvende achtergrondstraling, abundantie van elementen, grote schaal structuren en vele andere eigenschappen van het universum. Niettemin zijn we er ons goed van bewust dat ons begrip slechts partieel is. Het is duidelijk dat er nieuwe fysica nodig is om de werking van ons vroegtijdig universum te begrijpen. Om een kosmologisch model op een moderne manier te bouwen, zijn 3 fundamentele ingrediënten nodig:

1. Einstein vergelijkingen, die de geometrie van het universum verbinden met haar materie- en energie-inhoud.
2. Metriecken, die de symmetrieën van het probleem beschrijven.
3. Toestandsvergelijkingen, die de fysische eigenschappen van de materie- en energie-inhoud specificeren.

De Einsteinvergelijkingen worden gegeven door

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} - (\Lambda g_{\mu\nu}) \quad (1.1)$$

met $R_{\mu\nu}$ en R respectievelijk de Ricci tensor en scalar, $g_{\mu\nu}$ de metrische tensor (in de $-+++$ conventie), G_N de Newton constante, $T_{\mu\nu}$ de energie-momentum tensor en Λ de zogenaamde kosmologische constante. Deze vergelijking geeft, even de term negerend die de kosmologische constante bevat, het verband tussen de materie inhoud en de geometrie van ons universum, wat het hele sleutelidee is van algemene relativiteitstheorie. De toevoeging van de Λ , oorspronkelijk door Einstein ingevoerd om een stationaire oplossing voor ons universum te bekomen en vervolgens verlaten toen de expansie van het universum werd ontdekt, stelt een ‘vacuüm energie’ voor, geassocieerd met de ruimte-tijd zelf eerder dan met haar materie-inhoud, en vormt een bron van gravitationele velden, zelfs in afwezigheid van materie. Voor het gemak wordt deze term in onderstaande afleidingen buiten beschouwing gelaten.

Om de Einsteinvergelijkingen op te lossen is het nodig de symmetrieën van het systeem te specificeren. Gewoonlijk onderstelt men statistische *homogeniteit* en *isotropie*

van het universum, wat de wiskundige analyse voor een groot stuk vereenvoudigt. Deze eigenschappen, eerder gemaakt voor het wiskundig gemak, blijken echter experimenteel door verschillende waarnemingen te worden bevestigd! In het bijzonder tonen observaties van de kosmische achtergrondstraling, of CMB ('Cosmic Microwave Background'), opmerkelijke isotropie [4]. Isotropie alleen, gecombineerd met het Copernicaans principe zou dan ook homogeniteit impliceren! Bovendien komt er nog direct bewijs van homogeniteit van galaxie-onderzoeken, die een homogene distributie onderstellen op schalen vanaf $\sim 100Mpc$. Meerbepaald zouden sferen met diameters boven de $100Mpc$ gecentreerd in elk punt van de ruimte ruwweg eenzelfde hoeveelheid massa moeten bevatten.

De eigenschappen van isotropie en homogeniteit impliceren een specifieke vorm van de metriek: het lijnelement kan in feite uitgedrukt worden als

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (1.2)$$

waar $a(t)$ de zogenaamde schaalfactor is en de constante k , die de ruimtelijke kromming beschrijft, de waarden $k = -1, 0, +1$ kan aannemen. De Einsteinvergelijkingen kunnen opgelost worden met deze metriek, aanleiding gevend tot de Friedmann vergelijking

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot} \quad (1.3)$$

waarin ρ_{tot} de totale gemiddelde energiedichtheid van het universum is. Gewoonlijk voert men nog de Hubble parameter in:

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.4)$$

Een recente schatting [5], van de huidige waarde van de Hubble parameter, H_0 , soms ook wel de Hubble constante genoemd, is $H_0 = 73 \pm 3 \text{ km s}^{-1} Mpc^{-1}$. Uit vergelijking (1.3) ziet men dat het universum vlak ($k = 0$) is wanneer de energie dichtheid de *kritische dichtheid* ρ_c bereikt

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N} \quad (1.5)$$

In wat volgt zullen de abundanties van substanties in het universum (materie, straling of vacuüm energie) vaak uitgedrukt worden in termen van eenheden ρ_c . Aldus definieert men de grootte Ω_i van een substantie van soort i en dichtheid ρ_i als:

$$\Omega = \sum_i \Omega_i \equiv \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.6)$$

Waarna de Friedmannvergelijkingen geschreven kunnen worden als:

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (1.7)$$

Het teken van k wordt aldus bepaald door de voorwaarde of Ω nu groter is dan, gelijk aan, of kleiner is dan 1! In tabel (1.1) worden de kosmologische modellen nog eens geclassificeerd.

$\rho < \rho_c$	$\Omega < 1$	$k = -1$	open universum
$\rho = \rho_c$	$\Omega = 1$	$k = 0$	vlak universum
$\rho > \rho_c$	$\Omega > 1$	$k = 1$	gesloten universum

Tabel 1.1: classificatie van de kosmologische modellen gebaseerd op de waarde van de gemiddelde dichtheid ρ , in termen van de kritische dichtheid ρ_c

1.3 Experimentele evidenties voor donkere materie

Reeds in 1933 werd door de Zwitser Fritz Zwicky geopperd dat er wel eens meer materie kon zijn dan we kunnen observeren [6]. Metingen in de Coma Cluster wezen immers uit dat de massa-over-lichtverhouding er tot 2 grootte-orde groter was dan die van de zon. Tot op de dag van vandaag is het idee van donkere materie blijven standhouden. Meer nog, het aantal bewijzen dat we een groot deel van het heelal niet eens kunnen zien heeft zich blijven opstapelen. Men weet nu dat de deeltjes die in aanmerking zouden komen als donkere materiekandidaat massief, elektrisch en kleurneutraal moeten zijn: alles wat we mogen verwachten van een deeltje dat zich enkel zwak en gravitationeel laat voelen !

1.3.1 Het probleem van donkere materie

Blijkbaar is er op alle schalen van het universum nood aan extra materie om de waarnemingen te kunnen verklaren, veel materie zelfs [1]. Het lijkt erop dat we nog maar slechts een klein deel van ons heelal kennen.

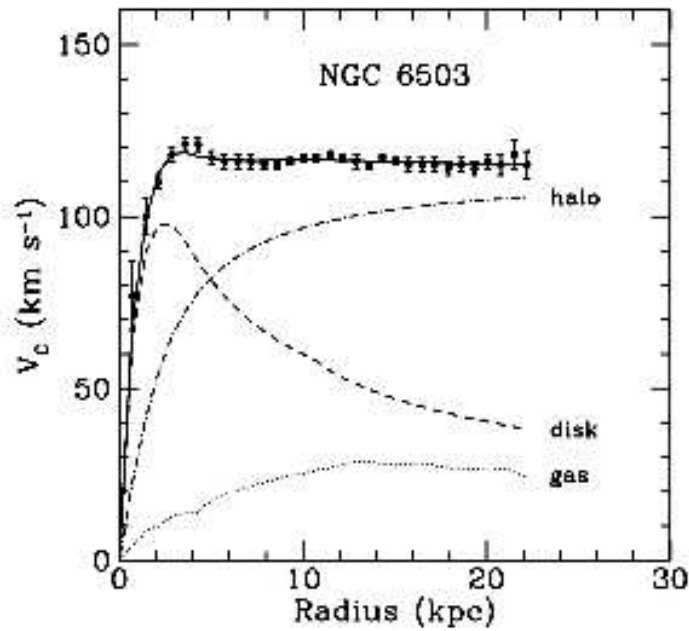
Het meest overtuigende en directe bewijs van donkere materie op galactische schalen komt van de observatie van rotatiecurven van spiraal sterrenstelsels. Een rotatiecurve van een galaxie is de grafiek van circulaire snelheden van de sterren en het gas dat erin bevat zit als functie van hun afstand tot het galactisch centrum. De meest zichtbare massa van een sterrenstelsel is geconcentreerd in de kern van het stelsel. Ver genoeg buiten het centrum kan men de zichtbare massa $M_{vis}(r)$ voor sterren en gas dan ongeveer constant stellen, zodat in de Newtonse dynamica de circulaire snelheid v_c verwacht wordt te zijn:

$$v_c(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.8)$$

Met $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$ en $\rho(r)$ het massadensiteit profiel, dat buiten de optische schijf zou moeten afvallen volgens $r^{-1/2}$. Rotatiecurves leveren ons echter een verrassend resultaat... Op korte afstand van het centrum groeit de snelheid, zoals verwacht, tot een zeker maximum bereikt wordt. Hierna valt echter geen enkele $r^{-1/2}$ afhankelijkheid meer te bespeuren, zelfs niet ver buiten de zichtbare schijf, zoals te zien is in fig. (1.1).

Een halo bestaande uit ideale gasdeeltjes met massa m_{dm} en uniforme temperatuur T , met

$$kT = \frac{1}{2}m_{dm}v_c^2 \quad (1.9)$$



Figuur 1.1: Rotatie curve voor het spiraal sterrenstelsel NGC 6503. De \cdots , $- - -$ en $- \cdot -$ lijnen zijn respectievelijk de bijdragen van gas, schijf en donkere materie. De punten met de foutenvlaggen en de volle lijn erdoor stemmen overeen met de gemeten waarden. De zichtbare schijf strekt zich uit tot 5 kpc. [1]

maakt de totale massa $M_{tot}(r) = M_{vis}(r) + M_{dm}(r)$ wel evenredig met r , wat een mogelijke oplossing biedt voor de constante rotatiesnelheid van vgl.(1.8). Daar we de afname volgens $r^{-1/2}$ niet zien, (bij sommige stelsels zelfs tot afstanden van 200 kpc) hebben we er geen idee van hoe omvangrijk de donkere halo's zouden zijn. De minimale totale massa van het spiraalstelsel kan direct uit de rotatiecurves afgeleid worden. De massa-over-lichtverhouding Υ van systemen met donkere materie is dus veel groter dan die van de zon Υ_{\odot} , gemiddeld zo'n 20 maal.

De kosmologische dichtheid, zie vgl.(1.6), is, zoals gezegd, een veel gebruikte maat voor de dichtheid van deeltjes in het universum. Experimenteel wordt de kosmologische dichtheid van een systeem bepaald uit de meting van zijn massa-over-lichtverhouding:

$$\Omega = 6.1 \times 10^{-4} h^{-1} \frac{\Upsilon}{\Upsilon_{\odot}} \quad (1.10)$$

met h de Hubbleconstante uitgedrukt in eenheden $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Recente metingen voor h liggen allen rond $h \simeq 0.72$ [7] met fouten van zo'n 10 %.

De resultaten voor spiraalsterrenstelsels uit gemeten massa-over-lichtverhouding (m-t-l) geven aan dat de totale materiedichtheid, zichtbare én onzichtbare materie, moet liggen rond de

$$\Omega_M \simeq \Omega_{spir,m-t-l} \simeq 0.0071 \quad (1.11)$$

ervan uitgaand dat de middenste regionen van de spiraalsterrenstelsels representatief

zijn voor de rest van ons heelal. Voor onze eigen melkweg blijken metingen een lokale halodichtheid van zo'n $\rho_0 \simeq 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ te favoriseren. Deze analyse van de massa-over-lichtverhouding kan uiteraard uitgebreid worden naar steeds grotere schalen: spiraalstelsels, elliptische stelsels, groepen van sterrenstelsels, clusters,... om zodoende een meer representatief gebied voor het universum te verkrijgen. De waargenomen verhoudingen stijgen met de grootte van het systeem onder studie. Voor clusters vindt men uiteindelijk :

$$\Omega_M \simeq \Omega_{clus,m-t-l} \simeq 0.17 - 0.35 \quad (1.12)$$

De grote waarde van de materiedichtheid kan niet verklaard worden ENKEL door de aanwezigheid van baryonische deeltjes. De puzzel zou kunnen worden opgelost door het bestaan van een hoeveelheid donkere materie te onderstellen die de resterende dichtheid opvult.

1.3.2 Metingen van de Kosmische Microgolf Achtergrondstraling (CMB)

Gelijkaardige materiedichtheden worden opgemeten aan de hand van andere methoden.

Het bestaan van kosmische achtergrondstraling (CMB), een primitief restant van het tijdperk waarin licht en materie ontkoppelden, werd voorspeld door George Gamow en zijn medewerkers in 1948 en per ongeluk ontdekt door Arno Penzias en Robert Wilson in 1965 [8]. Aanvankelijk werd het heelal gedomineerd door straling die voortdurend verstrooid werd op de aanwezige elektronen en protonen. Eenmaal het heelal na zo'n 300.000 jaar expansie ver genoeg was afgekoeld, vormden zich neutrale waterstofatomen: het recombinatietijdperk. Fotonen werden niet langer geabsorbeerd en dwalen bijgevolg nog steeds rond als kosmische achtergrondstraling in ons universum, dat van dan af door materie werd gedomineerd.

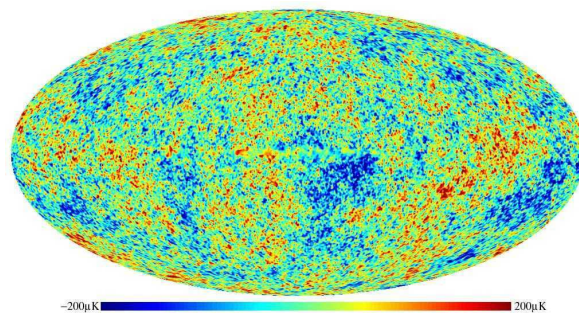
Na vele decennia van experimentele inspanningen is de CMB gekend isotroop te zijn tot op niveau 10^{-5} . Bovendien blijkt zij met buitengewone precisie het spectrum van een zwart lichaam met een temperatuur van $T = 2.726 \text{ K}$ te volgen. Sterke limieten werden geplaatst op de abundanties van baryonen en materie in ons universum bij recente metingen van de CMB door de **Wilkinson Microwave Anisotropy Probe**, ook wel **WMAP** data, zie fig.(1.2). Analyse hiervan, samen met data van de CMB studies op kleinere schalen, met ACBAR en CBI, plus astronomische metingen van het power spectrum van grote schaal structuren en de 'Lyman α forest' leveren volgende limieten op [1] :

$$\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0009 \quad (1.13)$$

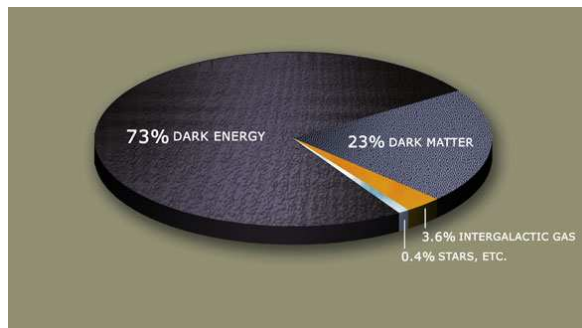
$$\Omega_M h^2 = 0.135^{+0.008}_{-0.009} \quad (1.14)$$

waarbij Ω_b de dichtheid aan baryonen voorstel en Ω_M die aan materie. Bovendien is de aldus bekomen waarde voor $\Omega_b h^2$ consistent met de voorspellingen voor Big Bang nucleosynthese :

$$0.018 < \Omega_b h^2 < 0.023 \quad (1.15)$$



Figuur 1.2: CMB temperatuur fluctuaties



Figuur 1.3: abundanties in ons universum

Men mag de schatting van de baryonische dichtheid dus vertrouwen en baryonische materie als enige bestanddeel van de materie in ons universum zo goed als uitsluiten !

Naast een schatting van de totale kosmologische dichtheid Ω kunnen de CMB metingen ons een idee geven over de verschillende bijdragen tot de totale Ω uit vgl.(1.6). De afgelopen jaren werd hierover een opmerkelijk resultaat vastgesteld: noch materie, noch straling vormen de belangrijkste substanties in ons heelal. Het voornaamste deel van ons universum blijkt te bestaan uit een nieuwe vorm van energie: DONKERE ENERGIE, zie fig.(1.3). Over de aard ervan is nog geen eenduidige consensus, maar vermoedens bestaan dat dit wel eens vacuümenergie zou kunnen zijn. Met andere woorden: de kosmologische constante Λ in vgl.(1.1) is misschien toch niet 0, zoals zo lang gedacht !

Analyse van het CMB spectrum geeft [7] :

$$0.85 \lesssim \Omega \lesssim 1.1 \quad (1.16)$$

De positieve (niet 0) kosmologische constante lost ook het probleem op van de leeftijd van ons heelal. De gemeten waarde van de Hubbleconstante resulteerde immers in een vlak heelal dat jonger was dan de oudst gemeten clusters (zo'n 13 miljard jaar). De kosmologische constante komt ons nu redden in deze benarde situatie.

Behalve experimentele zijn er ook theoretische argumenten te vinden voor een kosmologische dichtheid dicht bij 1. Tenzij ze 1 is, zou Ω heel snel veranderen door de expansie van het heelal. Door de meting $\Omega \simeq 1$ kan men er dus van uitgaan dat 1 de natuurlijke waarde is. Meer zelfs, we beschikken reeds over een mooi model dat deze waarde voorspelt: het inflatiemodel [9]. Dit model is als extensie voor de standaard big

bang theorie heel succesvol gebleken. Immers, enkele fundamentele raadsels, zoals de homogeniteit van de CMB (het 'Horizonprobleem'), kunnen ermee verklaard worden.

1.3.3 Andere observaties

Andere argumenten voor donkere materie, beide op subgalactische en inter-galactische schalen, zijn nog afkomstig van een grote variëteit aan data. Een aantal voorbeelden (zonder een poging te ondernemen compleet te zijn) :

- *Zwakke modulatie van sterke lenzing* rond individuele massieve ellipsvormige galaxieën [10]. Deze voorziet bewijs voor substructuren op schalen van $\sim 10^6 M_\odot$
- De zogenaamde *Oort-discrepantie* in de schijf van de Melkweg, [11]. Het argument volgt uit eerdere onderstellingen van Oort, die het bestaan van ongeobserveerde materie besluiten vanuit de inconsistentie tussen de hoeveelheid sterren, of andere tracers in de buurt van de zon, en de gravitationele potentiaal die deze distributies impliceren.
- De *snelheidsdispersies van dwerg sferoidale galaxieën* [12] die een massa-overlichtverhouding impliceren groter dan die geobserveerd in onze 'lokale' nabijheid.
- De *snelheidsdispersies van spiraal galaxie satellieten* [13] die het bestaan van donkere materie halos rond spiraal galaxieën onderstellen, gelijkaardig aan de onze, reikend tot galactocentrische stralen $> 200\text{kpc}$, i.e. ver buiten de optische schijf.

1.4 Resterende abundantie van een overblijfsel uit het prille universum

Van vele donkere materiekandidaten wordt verondersteld dat hun oorspong teruggaat tot de vroegste stadia van het ontstaan van ons universum, waar het als een thermisch overblijfsel achtergebleven moet zijn. Om niet uit lokaal thermisch evenwicht te vallen, moet een bepaald type deeltje in ons vroege universum voldoende interageren. Grofweg gesproken zal het evenwicht niet langer behouden zijn wanneer haar interactiegraad daalt onder die van de expansie van het universum en men zegt dat het deeltje *ontkoppeld* is. De temperatuur waarbij dit plaatsgrijpt heet de uitvriestemperatuur T_F . Berekeningen voor de bepaling van de dichtheid van zo'n thermisch overblijfsel X uit het prille universum leveren [14], [15] en [16]:

$$\Omega_X h^2 = \frac{\rho_X}{\rho_c} = \frac{m_X n_X}{\rho_c} \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.17)$$

Met Ω_X de dichtheid van het thermisch overblijfsel, $h = \frac{H_0}{100} \text{kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, $\rho_X = m_X n_X$ met m_X de massa van het overblijvende deeltje en n_X haar deeltjesdichtheid, ρ_c de kritische dichtheid uit vgl.(1.5) en σv de totale werkzame doorsnede vermenigvuldigd met de snelheid.

Men ziet dat de massadichtheid afneemt met toenemende $\langle\sigma v\rangle$. Dit valt eenvoudig te begrijpen aangezien de deeltjes annihileren zolang de uitvriestemperatuur niet bereikt is.

In de berekeningen om tot de overblijvende dichtheid te komen in vgl.(1.17) werd geen rekening gehouden met *coannihilaties* die er echter een grote invloed op zouden hebben. Onder coannihilaties verstaat men dat een of meerdere deeltjes met een massa in de buurt van het overblijvende deeltje X, die er bovendien nog een quantumgetal mee delen, ook annihileren met het oorspronkelijke deeltje X. Uiteraard zou dit ook een invloed hebben op de overblijvende dichtheid van X.

Als nu de overblijvende dichtheid berekend wordt met

$$\langle\sigma v\rangle \simeq 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.18)$$

namelijk, voor een zwak interagerend deeltje, dan stelt men vast dat men merkwaardig dicht, slechts een factor 5, in de buurt komt van de nodige donkere materiedichtheid:³

$$\Omega_m \simeq 0.3 \quad (1.19)$$

$$\Omega_X = \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle} h^{-2} \simeq 0.06 \quad (1.20)$$

Zie vgl. (1.17). En dit zonder dat er ook maar enige reden is waarom dit zo zou moeten zijn. Dit verklaart ook waarom men spreekt over de zoektocht naar WIMPs: **W**eakly **I**nteracting **M**assive **P**articles. Tevens is dit alweer een mooi bewijs van de veelbelovende wisselwerking tussen kosmologie en elementaire deeltjesfysica. Het LKP is ook een WIMP en bijgevolg een uitstekende donkere materiekandidaat.

1.5 Links met fysica voorbij het Standaard Model

Voor een mooi overzicht van het Standaard Model (SM) wordt verwezen naar [17]. Ondanks het succes van het SM is men er zich vandaag bewust van dat er een meer fundamentele theorie moet bestaan, waarvan de lage energie realisatie zou moeten overeenkomen met het SM. De concepten van donkere energie en donkere materie vinden ook geen verklaring in het raamwerk van het SM. Evenmin worden ze begrepen in enige kwantitatieve zin in termen van de astrofysica. Bewijzen hopen zich dus op dat er nog een fysica voorbij het SM moet bestaan:

Op experimenteel vlak heeft men het donkere materie probleem. Daarnaast heeft men nog een ander sterk experimenteel bewijs: men weet men nu ook dat neutrino oscillaties bestaan [18]. Het oscillatiemechanisme kan verklaard worden onder de hypothese dat neutrino's wél massa's hebben, in tegenstelling tot de nul-massa neutrino's van het SM.

Op theoretisch vlak maken vele zaken het SM wat ongemakkelijk, twee ervan bijvoorbeeld :

³In de berekening gebruikten we $h \simeq 0.72$

1. het hiërarchie probleem, i.e. het enorme verschil tussen de zwakke en de Planck schaal in aanwezigheid van het Higgs-veld.
2. het probleem van unificatie, i.e. bestaat er een unifiërende beschrijving van alle krachten, mogelijk ook gravitatie bevattend ? Het lijkt aannemelijk dat het SM een lage energie limiet zou moeten zijn van een meer fundamentele theorie.

Twee populaire uitbreidingen van het SM zijn:

- SUPERSYMMETRIE (SUSY): Met een complete symmetrie tussen fermionen en bosonen is SUSY uit theoretisch oogpunt zeer aantrekkelijk. Zo aantrekkelijk zelfs, dat het voor velen een nodig ingrediënt lijkt voor uitbreidingen van het SM. Veel merkwaardige eigenschappen maken haar interessant, o.a. haar rol in het verstaan van het fundamentele verschil tussen bosonen en fermionen en het probleem van hiërarchie en unificatie. En last but not least voorziet ze een uitstekende kandidaat voor donkere materie in termen van haar lichtste stabiele deeltje, het neutralino, meerbepaald in SUSY modellen met behouden R-pariteit.
- EXTRA DIMENSIES: In hun zoektocht naar een fundamentele theorie met een geünificeerde beschrijving van alle interacties hebben fysici theorieën met extra ruimtelijke dimensies ontwikkeld, naar een vroeger idee van Kaluza, die het aantal ruimtelijke dimensies naar 4 uitbreidde in een poging elektromagnetisme te passen in een “geometrische” gravitatietheorie. In theorieën met “geünificeerde” extra dimensies, waarin alle deeltjes en velden van het SM kunnen propageren in de extra dimensies, is het lichtste Kaluza-Klein deeltje (i.e. het lichtste van alle toestanden corresponderend met de eerste excitaties van de deeltjes van het SM) een waardige donkere materie kandidaat. Haar stabiliteit wordt gegarandeerd door het behoud van zogenaamde Kaluza-Klein pariteit.

1.6 Donkere materiedeeltjes: Kandidaten

1.6.1 SM kandidaten ?

Een reeds gekende kandidaat is het *Standaard Model neutrino*. Neutrino's werden reeds lang beschouwd als uitstekende donkere materie kandidaten, gewoon al omwille van hun prachtige eigenschap: dat ze bestaan ! Een eenvoudige berekening toont echter aan dat, noemt men m_i de massa van het i-de neutrino, hun totale overblijvende dichtheid voorspeld wordt te zijn :

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93eV} \quad (1.21)$$

De best gemeten experimentele bovenlimiet op de neutrino massa's is afkomstig van tritium β -verval experimenten uitgevoerd door Troitsk en Mainz [19], die volgende bovenlimiet opleverde voor de neutrino massa:

$$m_\nu < 2.05eV(95\% \text{ betrouwbaarheidslimiet}) \quad (1.22)$$

terwijl de volgende generatie experimenten verwacht wordt een waarde op te leveren met een gevoeligheid van zo'n $0.2eV$. Bovenstaande bovenlimiet is van toepassing op elk van de 3 massa eigentoestanden, daar het massaverschil onderling heel klein moet zijn om zonne- ($\Delta m^2 \equiv 7.10^{-5}eV^2$) en atmosferische ($\Delta m^2 \equiv 3.10^{-3}eV^2$) neutrino onregelmatigheden te kunnen verklaren. Dit impliceert aldus een bovenlimiet op de totale neutrino overblijvende dichtheid van

$$\Omega_\nu h^2 \lesssim 0.07 \quad (1.23)$$

wat simpelweg aantoont dat neutrino's niet voltallig genoeg zijn om de dominante component voor donkere materie te zijn !

Een sterkere limiet op de neutrino overblijvende dichtheid komt van de analyse van de CMB anisotropieën, gecombineerd met grote-schaal structuren data, die oplevert dat $\Omega_\nu h^2 < 0.0067$ (95% betrouwbaarheidslimiet). Voor drie ontaarde neutrino soorten impliceert dit $m_\nu < 0.23eV$ [1].

Verder bevat het Standaard Model geen mogelijke donkere materie kandidaten meer ! Men is dus genoodzaakt te gaan zoeken naar uitbreidingen: Donkere materie is daarom een motivatie (/bewijs) om te zoeken naar fysica voorbij het SM ! Dit is een typisch voorbeeld van de sterke wisselwerking tussen deeltjes-, theoretische, astrofysica en kosmologie. Enerzijds stimuleert theoretische deeltjesfysica de formulatie van nieuwe theorieën die nieuwe deeltjes voorspellen die uitstekende donkere materie kandidaten blijken te zijn. Anderzijds leggen kosmologische en astrofysische observaties eisen op op de eigenschappen van zo'n deeltjes en bijgevolg op de parameters van deze nieuwe theorieën.

1.6.2 Niet SM kandidaten

Zo bestaan er tal van donkere materie kandidaten, waarvan slechts enkele voorbeelden, zonder verder in detail te gaan, zijn :

- steriele neutrino's
- axionen
- SUSY kandidaten: neutralinos, Sneutrino's, gravitino's, axino's
- lichte scalaire donkere materie
- donkere materie van Little Higgs modellen
- superheavy donkere materie
- Q-balls
- ...

De kandidaat van belang in onze discussie is het LICHTSTE KALUZA-KLEIN deeltje. Kaluza-Klein excitaties van SM-velden die tevoorschijn komen in modellen

met universele extra dimensies zijn recentelijk weer hevig bediscussieerd als mogelijk donkere materie kandidaat.

LET OP !

Nergens werd verondersteld dat donkere materie zou bestaan uit slechts één soort deeltje! Integendeel, we weten al dat SM-neutrino's een bijdrage leveren aan donkere materie, maar niet kunnen instaan voor het geheel. In wat volgt zullen we onderstellen dat de abundantie van KK deeltjes voldoet aan de limieten geleverd door de analyse van de CMB, maar we beklemtonen dat, hoewel de bovengrens een strikte limiet is, de ondergrens gerokken kan worden, onderstellend dat de kandidaat een sub-dominante densiteitcomponent is van de donkere materie. Andere analyses zoeken op basis van de AMANDA gegevens naar neutrinosignalen van SUSY kandidaten: neutralino's [20].

1.7 Extra dimensies

1.7.1 Een beetje geschiedenis

Vroeg in het jaar 1919 ontving Einstein een paper van Theodor Kaluza, een jonge wiskundige en taalkundige te Königsberg. Geïnspireerd door het werk van Weyl een jaar eerder stelde hij een andere geometrische unificatie voor van gravitatie en elektromagnetisme door de ruimte-tijd uit te breiden tot een 5-dimensionale pseudo-Riemannse variëteit. Einstein reageerde hierop zeer positief. Op 21 april 1919 schrijft hij: “The idea of achieving [a unified theory] by means of a 5-dimensional cylinder world never dawned on me... At first glance I like your idea enormously”. Om ongekende redenen legde Einstein Kaluza's paper slechts na een vertraging van 2 jaar voor aan de Pruisische Academie. Kaluza was in feite niet de eerste die een 5-dimensionale unificatie overwoog. Het is verbazend dat G. Nordström dit idee reeds had in 1914. Nordström had in verschillende papers een scalaire theorie van gravitatie uitgewerkt die door Einstein als de enige serieuze concurrent van Algemene Relativiteit werd gezien. Nordström startte in zijn unificatiepoging met 5-dimensionale elektrodynamica en legde de “cylinder condities” op, dat de velden niet zouden afhangen van de 5e coördinaat. Aldus kon hij tot een unificatie komen van zijn gravitatietheorie en elektromagnetisme. Net als Nordström onderstelde Kaluza de cylinder conditie. De 5-dimensionale metrische tensor splitste dan in de 4-dimensionale velden $g_{\mu\nu}$, A_μ en ϕ . Kaluza's identificatie van de elektromagnetische potentiaal was niet echt de goede, maar de fout die erin zat deed er voor zijn analyse, die zich beperkte tot een gelineariseerde benadering van de veldvergelijkingen, niet toe. Kaluza was zich bewust van de beperkingen van zijn analyse, maar hij was wel overtuigd op het goede spoor te zitten.

De eerste poging om voorbij gravitatie en het elektromagnetisme te gaan en Weyl's ijkprincipe toe te passen op de nucleaire krachten kwam voor in een opmerkelijke paper van Oskar Klein, voorgesteld op de 'Kazimierz Conference on New Theories in Physics' in 1938. Klein stelde ook slechts 1 enkele extra ruimtelijke dimensie voor, maar legde er wel een periodiciteit op vast. Deze dimensie kon men zich voorstellen als een opgerolde cirkel met een heel kleine straal, zodat deeltjes die een kleine afstand afleggen langsheen de as, opnieuw zouden uitkomen waar ze vertrokken waren. De



Figuur 1.4: Links: Theodor Kaluza (1885-1954). Rechts: Oskar Klein (1894-1977)

kortste afstand die een deeltje kan afleggen alvorens terug op haar initiële positie te belanden wordt de grootte van de dimensie genoemd. Deze extra dimensie is een compacte verzameling en het fenomeen van een ruimte-tijd te hebben met compacte dimensies wordt “compactificatie” genoemd. In termen van moderne geometrie kan de extra vijfde dimensie gezien worden als de cirkelgroep $U(1)$. Dieper ingaan op de theorie is niet het doel van deze eindverhandeling.

Gedurende een hele tijd kwam Kaluza-Klein theorie wat in een vergeethoekje terecht, grotendeels door het feit dat het experiment niet in staat was de theorie te verifiëren, maar ook gezien het feit dat er theoretisch geen echte noodzaak was aan het invoeren van de extra dimensies. Vandaag echter, komt de theorie weer naar de oppervlakte door interesse voor de string theorie, die een natuurlijke omgeving is voor gravitationele velden en ijkvelden, maar ook voor Kaluza-Klein mechanismen, daar ze gemakkelijk om tot 6 à 7 extra dimensies durft te vragen. Voor verdere geschiedkundige achtergrond van de theorie wordt doorverwezen naar [21].

1.7.2 Extra dimensies: vandaag

Hoewel onze wereld lijkt te bestaan uit $3 + 1$ dimensies, is het mogelijk dat andere dimensies bestaan en tevoorschijn komen bij hogere energieschalen. Vanuit het oogpunt van de fysicus kreeg het concept van extra dimensies meer aandacht na het idee van Kaluza om het elektromagnetisme te unificeren met gravitatie door de extra componenten van de metrische tensor te identificeren met de gewone ijkvelden. Meer recent is men gaan inzien dat het hiërarchie probleem eventueel zou kunnen opgelost worden door de geometrie van ruimte-tijd te gaan exploiteren. In veel extra dimensie model-

len is de $3 + 1$ dimensionale ruimte-tijd die we ervaren een structuur genaamd een *braan*, die ingebed is in een $(3 + \delta + 1)$ dimensionale ruimte-tijd, genaamd de *bulk*. Het hiërarchieprobleem kan dan worden aangepakt door te postuleren dat alle extra dimensies gecompactificeerd zijn op cirkels (of andere topologieën) van zekere grootte R , zoals reeds gedaan in het Arkani-Hamed, Dimopoulos en Dvali (ADD) scenario [22], aldus de fundamentele Planck-schaal verlagend tot de elektrozwakke schaal. Alternatief zou dit kunnen bekomen worden door het introduceren van extra dimensies met een grote kromming (warped extra dimensions) zoals voorgesteld door Randall en Sundrum (RS). Bovenop het hiërarchieprobleem komt er nog een motivatie voor de studie van theorieën met extra dimensies uit de hoek van string theorie en M-theorie, die vandaag de beste kandidaten lijken voor een consistente theorie van quantumgravitatie en een unificatie van alle interacties. Het blijkt dat dergelijke theorieën de aanwezigheid van 6 tot 7 extra dimensies vereisen. Een algemene eigenschap van extra dimensie theorieën is dat door compactificatie van de extra dimensies alle velden die propageren in de bulk een gequantiseerd impuls verkrijgen in eenheden $p^2 \sim 1/R^2$. Het resultaat is dat voor elk bulkveld, een set van Fourier geëxpandeerde modes, Kaluza-Klein toestanden genaamd, verschijnen. Vanuit ons oogpunt in onze vertrouwde $3 + 1$ dimensionale wereld, lijken deze KK toestanden op een reeks (*toren* genoemd) van toestanden met massa's $m_n = n/R$, met n een natuurlijk getal. Elk van deze toestanden bevat dezelfde quantumgetallen zoals lading, kleur, ...

In veel scenario's wordt verondersteld dat de SM velden gehecht ⁴ zijn aan een braan, met enkel gravitatie die in de bulk kan propageren. Dit zou de zwakte van de gravitatiekracht t.o.v. de overige krachten kunnen verklaren. Niettemin, als de extra dimensies klein zijn, zou het mogelijk zijn dat alle velden vrij propageren in de extra dimensies. Dit is het geval in modellen met universele extra dimensies.

Universele Extra Dimensies (UED)

Scenario's waarin alle velden kunnen propageren in de bulk worden Universele Extra Dimensies (UED) genoemd. We merken op dat er significante fenomenologische motiveringen zijn om alle SM velden te laten propageren in de bulk, waar het leveren van een donkere materie kandidaat slechts een van is. ⁵

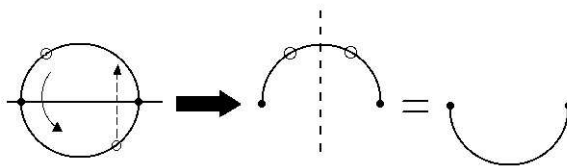
In het geval van één extra dimensie is de beperking op de compactificatieschaal in UED modellen van precisie elektrozwakke metingen zo laag als $R^{-1} \gtrsim 300 GeV$ [1]. Onlangs is aangetoond dat men deze grens kan verzwakken tot $R^{-1} \gtrsim 280 GeV$ als men een Higgs massa van $m_H \gtrsim 800 GeV$ toelaat. Dit staat in contrast met een andere klasse van modellen waar SM bosonen propageren in extra dimensies terwijl fermionen gelokaliseerd zijn in 4 dimensies. In zo'n geval is de beperking op de compactificatie schaal veel sterker, eisend dat $R^{-1} \gtrsim$ enkele TeV.

Het vooruitzicht dat UED modellen een geldige donkere materie kandidaat zouden leveren is wat ons interesseert in onze discussie. Hiervoor is uiteraard een stabiel deeltje vereist.

Fundamenteel zijn er twee mogelijkheden om stabiele deeltjes in hogere dimensies te bekomen. Enerzijds kan men bij een cirkelvormige compactificatie stabiele deeltjes

⁴vrij vertaald van het engelse *confined*

⁵o.a. verhinderen van snel proton verval.



Figuur 1.5: Links: Bij orbifolding van een cirkel wordt de onderste helft geassocieerd met de bovenste via een 'translatie' over π . Een getranslateerd punt \circ op de cirkel (links) komt na orbifolding overeen met een punt in de bovenste helft van de cirkel (rechts), dat het spiegelbeeld is van het oorspronkelijke punt.

bekomen als gevolg van behoud van impuls. Behoud van impuls is een gevolg van de translatiesymmetrie intrinsiek aan de cirkelvormige dimensie. Bij een cirkelcompactificatie zijn deeltjes met impuls 0 in de extra dimensie de gekende, stabiele standaard model deeltjes. Het lichtste deeltje met impuls 1 in deze extra dimensie, geen standaard model deeltje dus, is door het behoud van impuls eveneens een stabiel deeltje en bijgevolg een geldige donkere materie kandidaat.

Echter, dergelijke modellen lijken minder realistisch daar zij geen chirale fermionen genereren. Chirale fermionen kunnen wel gegenereerd worden in modellen waar men een 'orbifold' van de cirkelcompactificatie beschouwt. Een 'orbifold' is een ruimte die men bekomt door in een variëteit punten te gaan identificeren die met elkaar gerelateerd zijn via een discrete symmetrie. Voor een cirkel is zo'n discrete symmetrie bijvoorbeeld een rotatie (eigenlijk een translatie) over π , waarbij de onderste helft van de cirkel geassocieerd wordt met de bovenste zoals voorgesteld in fig.(1.5). Hierbij gaat echter de oorspronkelijke translatiesymmetrie verloren en bijgevolg het behoud van impuls. Dit betekent echter niet dat men geen stabiele deeltjes kan bekomen. Er blijft immers nog een ongebroken symmetrie over, namelijk de discrete translatie over de helft van de omtrek van de cirkel, die in de orbifold overeen komt met een spiegeling. Men spreekt van een Kaluza-Klein pariteit. Hoewel het behoud van impuls gebroken is, blijft hierdoor toch het behoud van impulspariteit bestaan: eens een deeltje een (on)even impuls heeft, moet het een (on)even impuls behouden.

Dit is als volgt te zien. Beschouw een golffunctie $\psi = e^{i\frac{n}{R}x}$. De discrete translatie houdt in $x \rightarrow x + \pi R$. Bijgevolg geeft dit

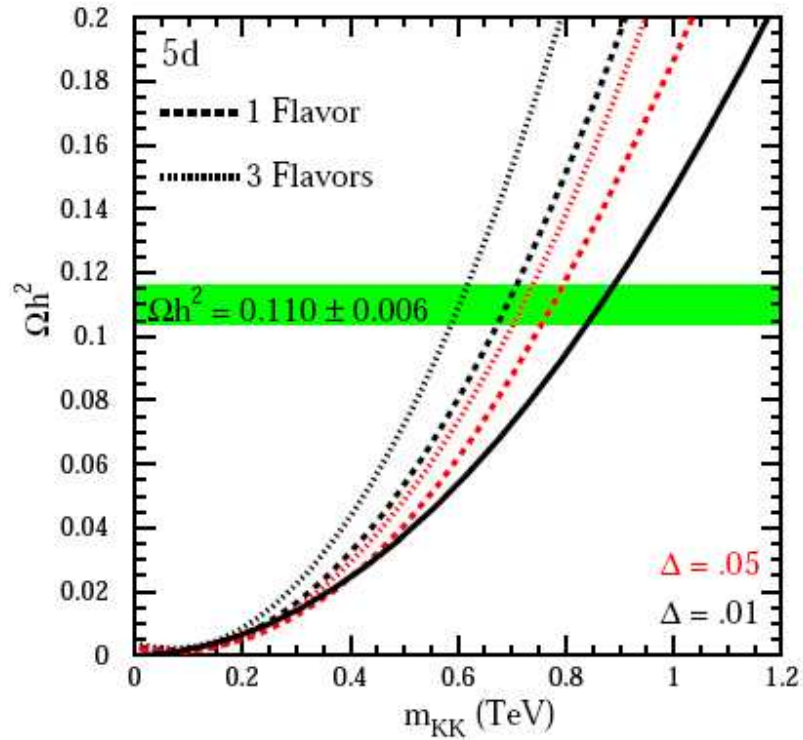
$$\psi \rightarrow e^{in\pi}\psi = \begin{cases} \psi & n \in 2\mathbb{Z} \\ -\psi & n \in 2\mathbb{Z} + 1 \end{cases} \quad (1.24)$$

De deeltjes met impuls 0, onderaan de KK-toren, vormen de standaard model deeltjes, stabiel daar zij niet kunnen vervallen naar deeltjes met een lagere even impuls. Boven dit 0-niveau ligt het lichtste Kaluza-Klein deeltje, het lichtste deeltje met een oneven impuls 1. Wegens behoud van KK-pariteit kan dit deeltje niet vervallen naar een deeltje met een even impuls. Aldus is de stabiliteit van het LKP gegarandeerd. **Samengevat, het lichtste Kaluza-Klein deeltjes is een stabiel deeltje ten gevolge van KK-pariteit.**

1.7.3 Het lichtste Kaluza-Klein deeltje (LKP)

De studie van het LKP als een donkere materie kandidaat gaat terug tot het werk van Kolb en Slansky in 1984, waar naar de KK excitaties werd gerefereerd met de naam pyrgonen, naar het Griekse woord voor “schaal” of “ladder” [23]. Men is het LKP weer gaan beschouwen in het raamwerk van universele extra dimensies, waarin het vaak geassocieerd wordt met de eerste KK-excitatie van het foton, of meer exact, met de eerste KK-excitatie van het hyperlading ijkboson. We zullen naar deze toestand refereren met $B^{(1)}$.

Een berekening van de overblijvende $B^{(1)}$ dichtheid werd uitgevoerd door Servant en Tait [16] die vonden dat als het LKP in rekening gebracht moet worden voor de geobserveerde hoeveelheid donkere materie, haar massa, die omgekeerd evenredig is met de compactificatiestraal R , zou moeten liggen in het gebied tussen 400 en 1200 GeV, goed boven elke huidige experimentele beperking. In de voor deze eindverhandeling gehanteerde simulatie werd vertrokken van een massa voor het KK-deeltje van $m_{KK} = 800$ GeV, mooi tussen deze grenswaarden dus. In fig.(1.6) wordt de overblijvende dichtheid van het $B^{(1)}$ deeltje tegenover haar massa getoond, ook rekening houdend met de coannihilaties met het eerstvolgende, dus tweede lichtste KK deeltje (NLKK = next-to-lightest KK particle), dat in dit geval het $e_R^{(1)}$ deeltje is, de eerste KK excitatie van het rechtshandig elektron. Deze figuur toont eveneens aan dat een donkere materie dichtheid van $\Omega_{dm} h^2 \approx 0.11$, zie vlg.(1.13) en (1.13), mogelijk is voor een LKP met een massa in het interval 0.4 – 1.2 GeV. Men merkt op dat de resultaten van de overblijvende LKP dichtheid berekening sterk kunnen variëren, afhankelijk van het spectrum van andere eerste niveau KK toestanden.



Figuur 1.6: Overblijvende dichtheid als functie van de massa van het $B^{(1)}$ deeltje. De volle lijn is het geval voor $B^{(1)}$ alleen. Streep en punt lijn zijn voor coannihilaties met een smaak/drie smaken van het bijna ontaarde $e_R^{(1)}$. Voor elk geval zijn de zwarte curven (bovenste voor elk paar) voor een massaverschil tussen $B^{(1)}$ en $e_R^{(1)}$ van $\Delta = 0.01$ en de rode curven (onderste voor elk paar) voor $\Delta = 0.05$. De brede band in het midden is een experimentele meting van de donkere materiedichtheid, zie vlg.(1.13) en (1.13). [1]

Hoofdstuk 2

Het LKP: fenomenologisch

In deze eindverhandeling ging de interesse uit naar een neutrinoflux afkomstig van de zon ten gevolge van KK annihilatie. Dit neutrinosignaal is echter heel zwak in vergelijking met de overige achtergrondprocessen. In dit hoofdstuk worden de verschillende bronnen van signaal en achtergrond overlopen en meerbepaald nagegaan hoe men KK-neutrinosignaal afkomstig van de zon moet gaan zoeken.

2.1 KK signaal

2.1.1 Vangst in de zon

Overblijvende KK-deeltjes die doorheen de galactische halo reizen kunnen occasioneel verstrooid worden en gravitationeel gebonden geraken in banen in ons zonnestelsel door energieverlies in elastische verstrooiing met materie. Ze kunnen uiteindelijk gevangen raken en accumuleren in hemellichamen zoals de aarde of de zon, daar annihilieren en (deels) een neutrinoflux veroorzaken. Deze neutrino's, die in tegenstelling tot de deeltjes geproduceerd in de andere kanalen, haast niet verstrooid of gestopt worden op hun weg, kunnen op aarde gedetecteerd en geanalyseerd worden.

In deze eindverhandeling ging de aandacht uit naar KK-neutrino's afkomstig van de zon. De hoeveelheid vangst (capture rate) van KK donkere materie in de zon wordt gegeven door [24]

$$C^\odot \simeq 3.35 \times 10^{18} s^{-1} \left(\frac{\sigma_{H,SD}}{10^{-6} pb} \right) \left(\frac{1000 GeV}{m_{LKP}} \right)^2 \quad (2.1)$$

$$\approx 3.35 \times 10^{18} s^{-1} \left(1.8 \left(\frac{1000 GeV}{m_{LKP}} \right)^4 \left(\frac{0.1}{r_{q^{(1)}}} \right)^2 \right) \left(\frac{1000 GeV}{m_{LKP}} \right)^2 \quad (2.2)$$

met m_{LKP} de massa van het LKP, $\sigma_{H,SD}$ de spin-afhankelijke werkzame doorsnede voor KK donkere materie verstrooiing op waterstof en $r_{q^{(1)}} = (m_{q^{(1)}} - m_{LKP})/m_{LKP}$ het fractionele verschil tussen de KK-quark massa en de LKP-massa over de LKP-massa. Deze uitdrukking onderstelt een lokale donkere materie dichtheid van $0.3 GeV/cm^3$ en een snelheid van $270 km/s$.

kanaal	vertakkingsverhouding
quark paren	35%
geladen lepton paren	59%
neutrino paren	4%
Higgs bosonen	2%

Tabel 2.1: Vertakkingsverhoudingen voor $B^{(1)}$ -annihilaties.

2.1.2 Annihilatie in neutrino's

De totale $B^{(1)}$ annihilatie werkzame doorsnede $\langle\sigma v\rangle$ wordt gegeven door [24]:

$$\langle\sigma v\rangle \simeq \frac{1.7 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}}{m_{LKP}^2 (\text{TeV})} \quad (2.3)$$

De vertakkingsverhoudingen voor $B^{(1)}$ -annihilaties zijn bijna onafhankelijk van de massa van het deeltje:

Zoals tabel (2.1) aangeeft, annihilieren KK-deeltjes 3 – 4% van de tijd in $\nu\bar{\nu}$ -paar. Hoewel deze fractie klein is, zijn deze neutrino's hoog energetisch en dus makkelijker detecteerbaar. De meer voorkomende annihilatiekanalen voor KK donkere materie zijn de geladen leptonen (60 – 70%) en up type quarks (20 – 30%). Hiervan levert het $\tau^+\tau^-$ -kanaal de grootste bijdrage aan de neutrino-flux. Een grote fractie van de KK-deeltjes annihilereert dus in lang levende deeltjes, zoals up-quarks, elektronen en muonen, die hun energie verliezen in de zon lang voor ze kunnen vervallen.

Voor het verdere verloop van de analyse werd gebruik gemaakt van het 3e kanaal, namelijk dat van LKP annihilatie in neutrino paren.

2.1.3 Propagatie van neutrino's in de zon

Geproduceerde neutrino's verliezen energie bij doorgang door de zon. De waarschijnlijkheid voor een neutrino om uit de zon te ontsnappen zonder te interageren wordt gegeven door [1]:

$$P = e^{-E_\nu/E_k} \quad (2.4)$$

waarbij $E_k \simeq 130 \text{ GeV}$ voor ν_μ , $E_k \simeq 160 \text{ GeV}$ voor ν_τ , $E_k \simeq 200 \text{ GeV}$ voor $\bar{\nu}_\mu$, $E_k \simeq 230 \text{ GeV}$ voor $\bar{\nu}_\tau$.

Men ziet dat neutrino's boven enkele honderd GeV minder kans hebben de zon te verlaten zonder enige interactie te ondergaan. Daar twee KK-deeltjes slechts annihilieren wanneer ze haast in rust verkeren, zal de energie van de twee geproduceerde neutrino's overeenkomen met $E_\nu \approx m_{KK}$ en $E_{\bar{\nu}} \approx m_{KK}$, zijnde 800 GeV in de gehanteerde simulatie. Vergelijking (2.4) levert dan de waarschijnlijkheid voor een 800 GeV -muon-neutrino, de neutrino's van belang in de AMANDA detector, om zonder enige interactie te ontsnappen uit de zon:

$$P = e^{-800 \text{ GeV}/130 \text{ GeV}} \simeq 2.125 \times 10^{-3} \quad (2.5)$$

We merken ten slotte nog op dat neutrino oscillaties ook een belangrijke rol kunnen spelen in de berekening van de muon neutrino flux in de detector. Deze worden in de simulatie, gehanteerd in deze eindverhandeling, in rekening gebracht voor het KK signaal, maar niet voor de atmosferische neutrino's, een van de achtergronden in het experiment.

2.1.4 Observatie van LKP-neutrino's op aarde

LKP-annihilaties kunnen rechtstreekse neutrino's leveren of neutrino's die ontstaan uit het verval van tau leptonen of quarks [25]. Muon neutrino's uit de zon die de aarde bereiken kunnen verstrooien in geladen stroom interacties met nucleonen en daarbij hoog energetische muonen produceren, zie sectie (3.3). Deze muonen produceren waarneembare 'sporen' bij doorgang doorheen het medium van een neutrinotelescoop, zoals het ijs van de AMANDA detector. De hoeveelheid muon sporen gegenereerd in een 1km^3 neutrino telescoop (zoals IceCube, de opvolger van AMANDA II) als gevolg van KK donkere materie annihilatie in de zon wordt weergegeven in fig.(2.1). Men merkt op dat deze resultaten sterk afhangen van de LKP massa's en de massa's van de KK-quarks. Voor een LKP met een massa van 800GeV , de massa die ook gehanteerd werd in de simulatie waar in deze eindverhandeling gebruik van wordt gemaakt, worden zo'n 5 tot 50 gebeurtenissen per jaar verwacht. Voor een lichter LKP van zo'n $500 - 600\text{GeV}$ zouden tot zo'n 100 gebeurtenissen geobserveerd moeten worden. Wetende dat men voor AMANDA-II grofweg deze waarden door 50 mag delen verwacht men voor de massa gebruikt in de simulatie slechts $0.1 - 1$ gebeurtenissen per jaar.

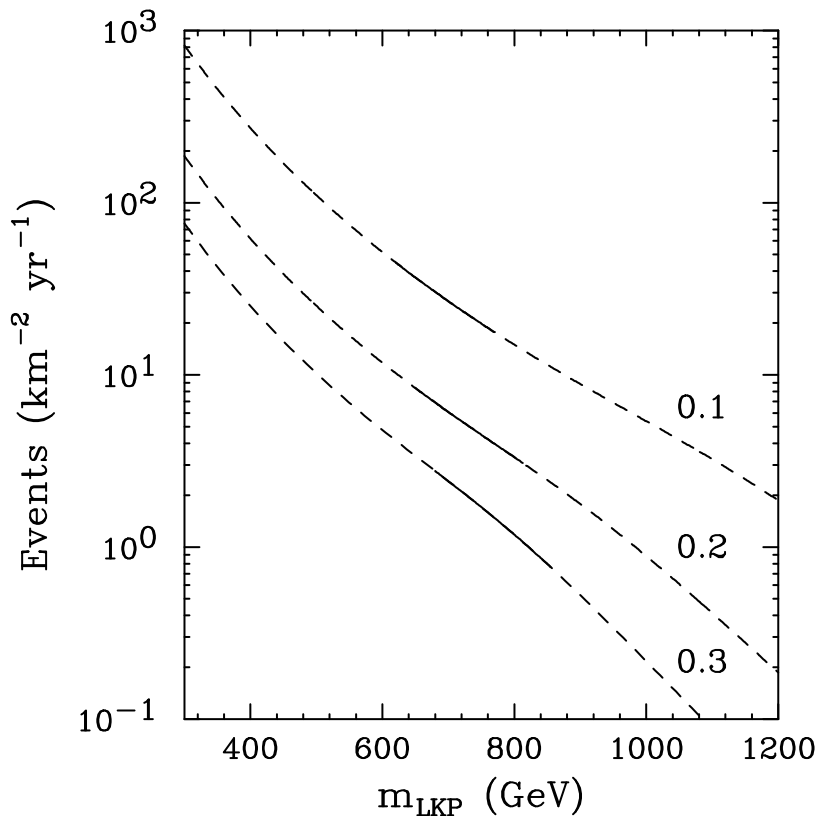
2.2 Achtergrond voor detectie van hoog energetische neutrino's

Het signaal van belang in de analyse is signaal afkomstig van neutrino's ontstaan door annihilatie van twee LKP's in het centrum van de zon. Muon-neutrino's afkomstig van de zon zullen in geladen stroomprocessen aanleiding geven tot muonen die signalen geven in de AMANDA-II detector. Onze hoop is uiteraard dat AMANDA-II signaal geregistreerd zal hebben afkomstig van KK-neutrino's uit de zon. Echter, de KK-signaalbron blijft voorlopig nog een hypothetische. Er zijn echter wel bronnen waarvan men zeker is dat ze bestaan, namelijk atmosferisch muonen en neutrino's die ontstaan door interacties van de kosmische straling met onze aardse atmosfeer.

2.2.1 Kosmische stralen

Alle stabiele geladen deeltjes en kernen die geen aardse oorsprong hebben worden beschouwd als kosmische straling. Deze deeltjes, die versneld werden ter hoogte van astrofysische bronnen worden primaire kosmische stralen genoemd. De deeltjes die ontstaan in interacties met interstellair gas of met de aardse atmosfeer worden als secundair beschouwd.

De kosmische stralen bestaan voornamelijk uit geïoniseerde atomaire kernen, in het bijzonder uit protonen en helium. Elementen zoals Li, B, C, O en Fe zijn echter ook



Figuur 2.1: Hoeveelheid neutrino-geïnduceerde muonen boven de 50 GeV voorspeld in een 1km^3 grote neutrino-telescoop, zoals IceCube. De curves zijn voor KK-quarks 10%, 20% en 30% zwaarder dan het LKP [24].

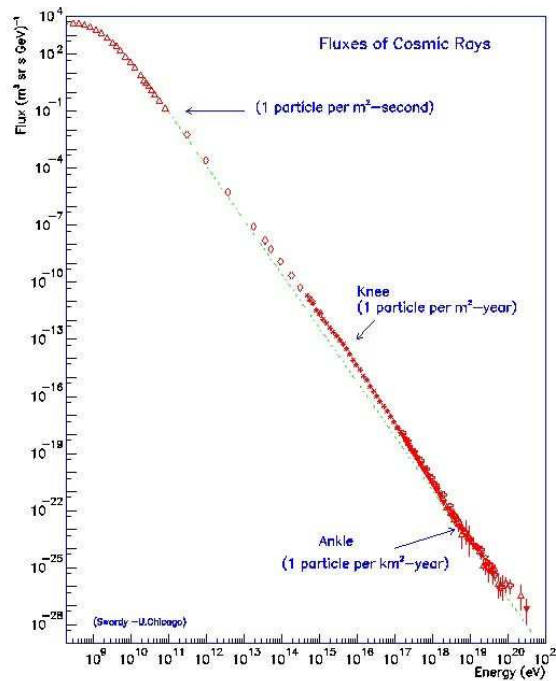
aanwezig. Sinds hun ontdekking in 1912 zijn kosmische stralen intensief bestudeerd geweest.

Figuur (2.2) toont het energiespectrum van de kosmische stralen. De energie ervan gaat van enkele tientallen MeV tot zo'n 10^{20}eV en overdekt dus een twaalftal grootteordes in energie. Dit differentiële energiespectrum volgt een $E^{-\gamma}$ verdeling met een spectrale index $\gamma = 2.75$ in de energieën tot zo'n 5×10^{15} eV. Boven deze zogenaamde 'knie' schijnt de samenstelling van de kosmische stralen te veranderen in zwaardere elementen en begint het spectrum af te hellen naar $\gamma = 3$. Boven de 'enkel', vanaf zo'n 5×10^{18} eV, vlakt het spectrum weer af. Men is het er min of meer over eens dat voor energieën tot rond de knie kosmische stralen afkomstig zijn uit supernova explosies. De oorsprong van de hogere energie kosmische stralen staat nog steeds onder discussie.

2.2.2 Atmosferische muonen en neutrino's

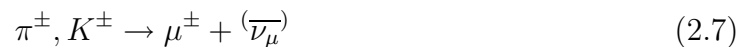
De analyse voorgesteld in deze verhandeling heeft twee typen achtergrond: atmosferische muonen en atmosferische neutrino's. De oorsprong van deze achtergrondgebeurtenissen en de algemene strategie gebruikt om de flux van deze gebeurtenissen zo veel mogelijk te reduceren worden in deze sectie besproken.

De primaire kosmische stralen interageren in de atmosfeer en produceren geladen en



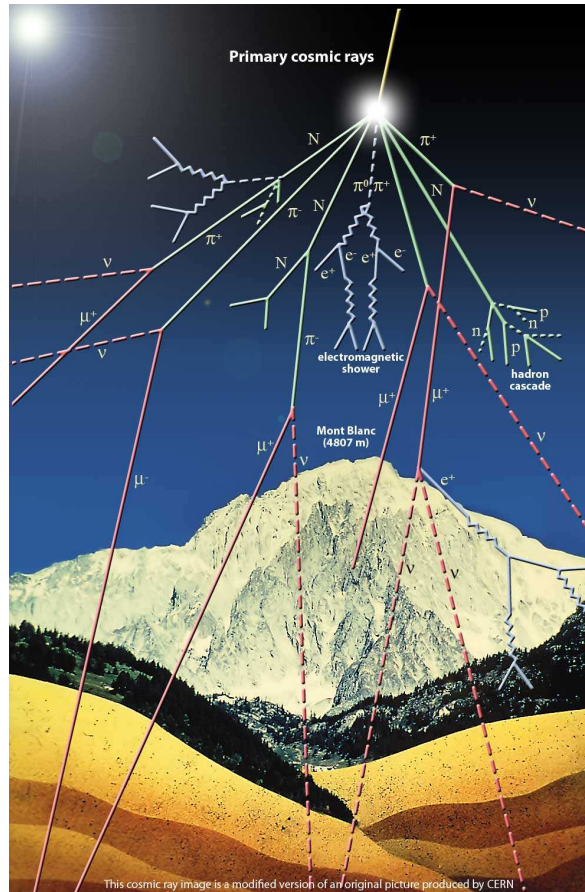
Figuur 2.2: Waargenomen energiespectrum van kosmische stralen. De punten stellen resultaten voor van verschillende experimenten. De lijn is er gewoon om aan te tonen dat we niet te maken hebben met een constante γ in de $E^{-\gamma}$ wet. [20]

neutrale mesonen. Deze deeltjes vervallen en geven aanleiding tot muonen, elektronen en neutrino's, zoals ook voorgesteld in fig.(2.3):



Dit is het enige vervalkanaal van het pion π , terwijl het kaon K slechts in 63,5% van de gevallen deze mode volgt. De energie van de geproduceerde muonen gaat gemiddeld tot zo'n 79 % van de meson energie in het geval van de pionen en tot zo'n 52% van de meson energie in het geval van de kaonen.

Van alle deeltjes in de air-shower blijven op grondniveau essentieel enkel atmosferische muonen en neutrino's over. Atmosferische muonen kunnen de AMANDA detector enkel van bovenaf bereiken, daar ze slechts enkele kilometers door de aarde kunnen reizen alvorens ze geabsorbeerd worden. Op die manier wordt de aarde gebruikt als schild tegen de atmosferische muonen geproduceerd in de noordelijk hemisfeer. Echter, een aanzienlijk deel van de atmosferische muonen geproduceerd in de zuidelijke hemel wordt ook geabsorbeerd door de dikke ijslaag. Bovendien is AMANDA door de neerwaartse oriëntatie van de optische modules minder gevoelig voor deze neergeraande muonen.



Figuur 2.3: Kosmische Air Shower. e^\pm worden snel gestopt in de aarde, μ^\pm en ν vliegen vele malen verder.

Niettemin is zelfs op de diepte van de AMANDA-detector (~ 2000 m) de flux van de getriggerde atmosferische muonen een factor $\sim 10^6$ groter dan de flux van de getriggerde muonen geïnduceerd door atmosferische neutrino's. Bijgevolg is een verdere eliminatie van deze atmosferische muonen nodig. Daar de atmosferische muonen neerwaarts reizen, zullen ze van de atmosferische neutrino's gescheiden worden op basis van de richting van hun gereconstrueerd spoor. Anderzijds kunnen de atmosferische muonen gebruikt worden om de detector te calibreren en de detector respons te bestuderen.

De atmosferische neutrino's kunnen de aarde vanuit alle richtingen binnendringen en vormen een achtergrond die niet volledig verwijderd kan worden. Het is zeer belangrijk de flux van atmosferische neutrino's nauwkeurig te meten, daar deze neutrino's een bron zijn van achtergrond in de zoektocht naar donkere materie (en in de zoektocht naar kosmische hoge energie neutrino bronnen). De localisering van deze signaalbronnen vereist de detectie van een excès aan neutrino's boven de achtergrond van atmosferische neutrino's die komen uit een zekere angulaire bin. Het is bijgevolg belangrijk de hoekverdeling van atmosferische neutrino's zeer precies te meten. Verder kunnen atmosferische neutrino's ook gebruikt worden om de detector eigenschappen te testen.

2.2.3 Onderscheiden van KK-gebeurtenissen

Om KK-gebeurtenissen te gaan onderscheiden van achtergrondgebeurtenissen moet men parameters van het signaal, zoals energie en angulaire spectra gaan beschouwen.

In fig. (2.4) worden deze uitgezet voor het KK-signaal, het atmosferisch muon signaal en het atmosferisch neutrino signaal op generator niveau.

energiespectrum

De kleine piek in het energiespectrum van de KK-neutrino's ter hoogte van de 800 GeV, $\log_{10}E \approx 3$ in de grafiek, komt overeen met de neutrino's die de aarde bereiken zonder verstrooid te worden in de zon. Immers, twee LKP's annihileren slechts wanneer ze praktisch in rust verkeren en geven aanleiding tot een neutrino en een anti-neutrino met bijgevolg elk een energie $E_\nu = m_{LKP} = 800$ GeV (daar in de simulatie voor het LKP een massa van 800 GeV ondersteld werd). De cut-off ter hoogte van 10 GeV is bewust gemaakt, daar de AMANDA-II detector onder deze drempel toch niet meer gevoelig is.

zenith hoek θ spectrum

Zenith hoeken θ worden gemeten van de z-as van het coördinatensysteem van de detector, zie sectie (3.2.2), tot de vector die de oorsprong verbindt met het startpunt van het spoor. Bij overeenkomst bedraagt de zenith hoek van een spoor dat neerwaarts in de aarde wijst 0° ; voor een spoor dat opwaarts gaat bedraagt de zenith hoek 180° .

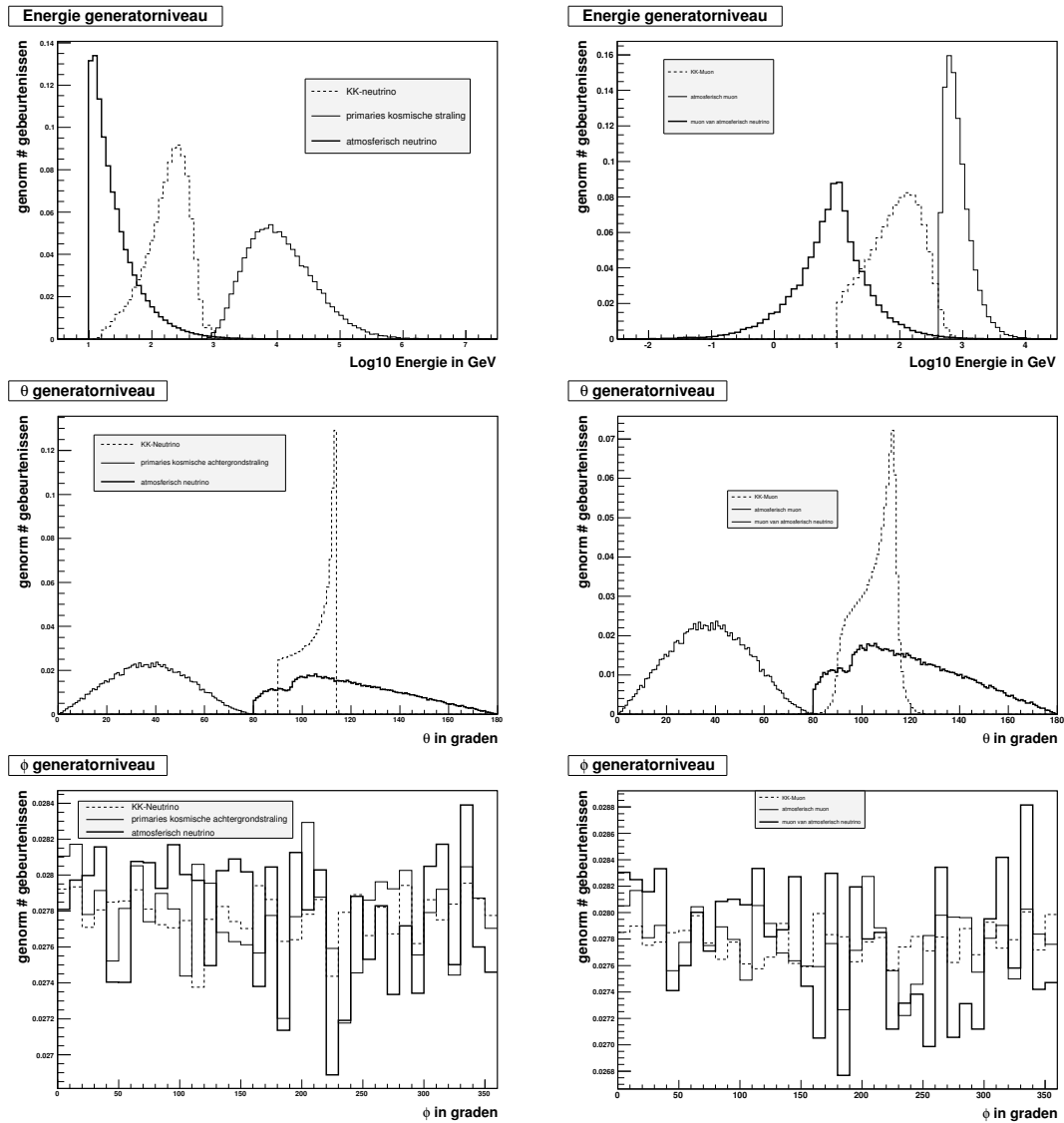
Het KK-neutrino wordt gegenereerd tussen de 90° en de 113° . De zon, bron van het KK-signaal, bevindt zich op de Zuidpool op 90° met een uitwijking van zo'n $\sim 23.5^\circ$ ten gevolge van de hoek die de equator maakt met het vlak van de ecliptica. De zon bevindt zich op de Zuidpool bijgevolg in het interval $66.5^\circ \leq \theta \leq 113.5^\circ$. Echter, onder de 90° bevindt de zon zich boven de horizon, waardoor ze aanleiding geeft tot neergaande muonen, die niet bruikbaar zijn in deze analyse. Daarom gaat de grootste interesse uit naar de periode waarvoor ze zich onder de horizon bevindt, het interval $90^\circ \leq \theta \leq 113^\circ$ ongeveer dus.

Atmosferische muonen zijn enkel afkomstig uit het zuidelijk halfrond en de primaries worden bijgevolg enkel gesimuleerd met een zenith hoek θ tussen de 0° en 80° .

Atmosferische neutrino's worden enkel komende van onder de detector gesimuleerd, met zenith hoeken $80^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

azimutale hoek ϕ spectrum

Azimutale hoeken ϕ worden tegenwijzerzin gemeten vanaf de x-as van het coördinatensysteem van de detector, zie sectie (3.2.2), met het resulterende punt wijzend naar de oorsprong van het spoor. De grafieken tonen duidelijk aan dat de azimutale hoeken ϕ mooi isotroop verdeeld zijn, wat een goede verificatie is voor het correct werken van de simulatie.



Figuur 2.4: parameters van de signalen op generator niveau (Monte Carlo simulatie). Links boven: energie van de KK-neutrino's, primaries van de kosmische straling en atmosferische neutrino's. Rechts boven: energie van de KK-muonen, atmosferische muonen en atmosferisch neutrino geïnduceerde muonen. Links midden: zenith hoek θ van de KK-neutrino's, primaries van de kosmische straling en atmosferische neutrino's. Rechts midden: zenith hoek θ van de KK-muonen, atmosferische muonen en atmosferisch neutrino geïnduceerde muonen. Links onder: azimuthale hoek ϕ van de KK-neutrino's, primaries van de kosmische straling en atmosferische neutrino's. Rechts onder: azimuthale hoek ϕ van de KK-muonen, atmosferische muonen en atmosferisch neutrino geïnduceerde muonen.

Hoofdstuk 3

Experimentele opstelling: AMANDA II

3.1 Introductie

De **Antarctic Muon And Neutrino Detector Array II** detector, **AMANDA-II**, is een ijs-Cherenkov detector ontworpen voor de detectie van hoge energie neutrino's, meer bepaald voor neutrino's met energieën gaande van zo'n 10GeV tot zo'n 10^9GeV . Het detectieprincipe is gebaseerd op de interactie van neutrino's, afkomstig van gelijk welke bron, met het gesteente onder of het ijs rond de detector. Neutrino's hebben enkel zwakke koppelingen met de rest van de subatomaire wereld, wat het enorm moeilijk maakt ze te detecteren. Er is in feite maar een proces waardoor detectie mogelijk is: het geladen stroom proces, dat het neutrino omzet in een geladen lepton. Deze laatste kunnen geïdentificeerd worden door specifieke signaturen meetbaar voor de detector. Helaas is dit een zeer zwak proces. De interactielengte van een 1 TeV neutrino is equivalent met een kolom water van 2.5×10^6 km diep. Men moet dus een zo groot mogelijke detector bouwen wil men niet te lang hoeven wachten op een interactie.

Dit is wat met AMANDA gepoogd wordt te doen. De hoogenergetische ν_μ 's, waar we onze analyse op zullen concentreren, interageren met kernen in de enorme massa ijs en steen onder de detector, waarna μ vrijkomen die bijna dezelfde richting hebben als de oorspronkelijke ν_μ 's. Deze hoogenergetische μ hebben een snelheid groter dan de lichtsnelheid in ijs en stralen hierdoor Cherenkovstraling uit. Het is dit licht dat men tracht op te vangen in de optische module's van AMANDA-II. Een optische module is een glazen sfeer voorzien van een fotoversterkerbuis (Engels: photomultiplier tube of PMT) en de nodige elektronica om Cherenkovlicht uitgezonden door muonen die de detector doorkruisen te registreren. Uit de meting van de aankomsttijden en het aantal fotonen kan dan uiteindelijk het muonspoor gereconstrueerd worden.

De detector wordt verondersteld enkel opgaande muonen te beschouwen, dit vanwege het groot aantal achtergrondgebeurtenissen. In de aardse atmosfeer boven de detector worden namelijk enorm veel *atmosferische muonen* gecreëerd tijdens het vervallen van pionen en kaonen. Deze *atmosferische muonen* zullen met hun relativistische snelheden makkelijk het aardoppervlak bereiken en zelfs nog een eindje doordringen. Hoewel het aantal muonen daalt bij een toenemende reisafstand in het ijs, zullen er

op zo'n 1500 m diepte, dus ter hoogte van AMANDA-II, nog steeds 10^6 keer meer atmosferische muonen voorkomen dan neutrino geïnduceerde muonen. Deze achtergrond kan men echter drastisch gaan beperken door de aarde zelf als schild te gaan gebruiken en enkel bronnen uit het noordelijk halfrond te beschouwen. Hoewel men al heel wat atmosferische muonen vermijdt door enkel naar deeltjes te gaan kijken die van onder de horizon komen, volstaat dit niet om deze vervelende achtergrond helemaal te onderdrukken. Verschillende filters zullen in staat moeten zijn deze muonen uit onze data te verwijderen.

Zelfs wanneer de vorige achtergrond volledig onder controle is, is een betrouwbare reconstructie van muonsporen niet zo eenvoudig als men op het eerste gezicht zou gaan denken. Het uitgezonden Cherenkovlicht is uiterst zwak en wordt onderweg nog eens verstrooid en geabsorbeerd. Bovendien is de afstand tussen de optisch modules in AMANDA-II toch redelijk groot, minimum 10 m. Dit stelt hoge eisen aan de gevoeligheid en tijdsresolutie van de apparatuur. Een aanzienlijk deel van de tijd tijdens de gegevensanalyse wordt dan ook gestoken in het ontwerpen van betrouwbare reconstructies.

3.2 De AMANDA-II detector

3.2.1 Geschiedenis van AMANDA

De geschiedenis van AMANDA begon met wat voorbereidende studies van het Antarticische ijs en enkele boringen tijdens de zuidelijke zomer van 1991-1992. Twee jaar later (1993-1994) werden de eerste vier kabels met 80 optische modules (OM's) neergelaten op zo'n diepten van 810 tot 1000 m. Deze prototype-detector werd gedoopt: **AMANDA-A**, zie fig.(3.1). Spijtig genoeg werden de optische eigenschappen van het ijs op deze diepte niet zo goed bevonden voor de spoorreconstructie door de te hoge concentratie aan luchtbellens en bijgevolg een te sterke fotonverstrooiing. Na een seizoen van ijsonderzoek werd een nieuw rooster van 86 modules aan vier kabels neergelaten, dit keer op diepten van 1500 tot 1950 m: **AMANDA-B4**. In 1996-97 kwamen daar nog zes nieuwe kabels met elk 36 OM's bij en het eerste niveau van de **AMANDA**-installatie was vervolledigd. Deze 10-kabelige detector vormde het **AMANDA-B10** rooster. Tegen de zuidelijke zomer van 1997-98 werden nog drie bijkomende kabels toegevoegd met elk nog eens 42 OM's om de eigenschappen van het ijs op diepten tussen 1100 en 2350 m, boven en onder het AMANDA-B10 rooster, te onderzoeken. De laatste zes kabels werden neergelaten in het seizoen 1999-2000 op hoogten tussen 1400 en 2000 m, behalve kabel 17, die door technische problemen tussen de 1000 en de 1500 m is blijven steken. Dit geheel vormde de **AMANDA-II** neutrinodetector. Sedert 2005 wordt rond AMANDA de IceCube detector gebouwd. Dit 1km^3 grote observatorium zal bestaan uit 80 kabels met elk 60 Digitale Optische Modules (DOM). Men verwacht dat deze detector klaar zal zijn tegen 2011.

3.2.2 Samengevat: de AMANDA II detector

De **AMANDA-II** telescoop bestaat uit 677 Optische Modules (OM's) die hangen aan 19 kabels. De totale hoogte van de detector bedraagt zo'n 500m. De kabels zijn geplaatst in drie bijna concentrische cirkels van 60 m, 120 m en 200 m diameter, zie fig.(3.2). De relatieve diepte van de kabels wordt eveneens voorgesteld in fig.(3.2). Het centrum van het detector coördinatensysteem ligt op een diepte van 1730 m. In het AMANDA coördinatensysteem gebruikt voor de muonspoor bepaling is de x-as gericht naar het rooster in het oosten, de y-as naar het rooster in het noorden, en de z-as wordt gedefinieerd als de normaal op het oppervlak ter hoogte van kabel 4.

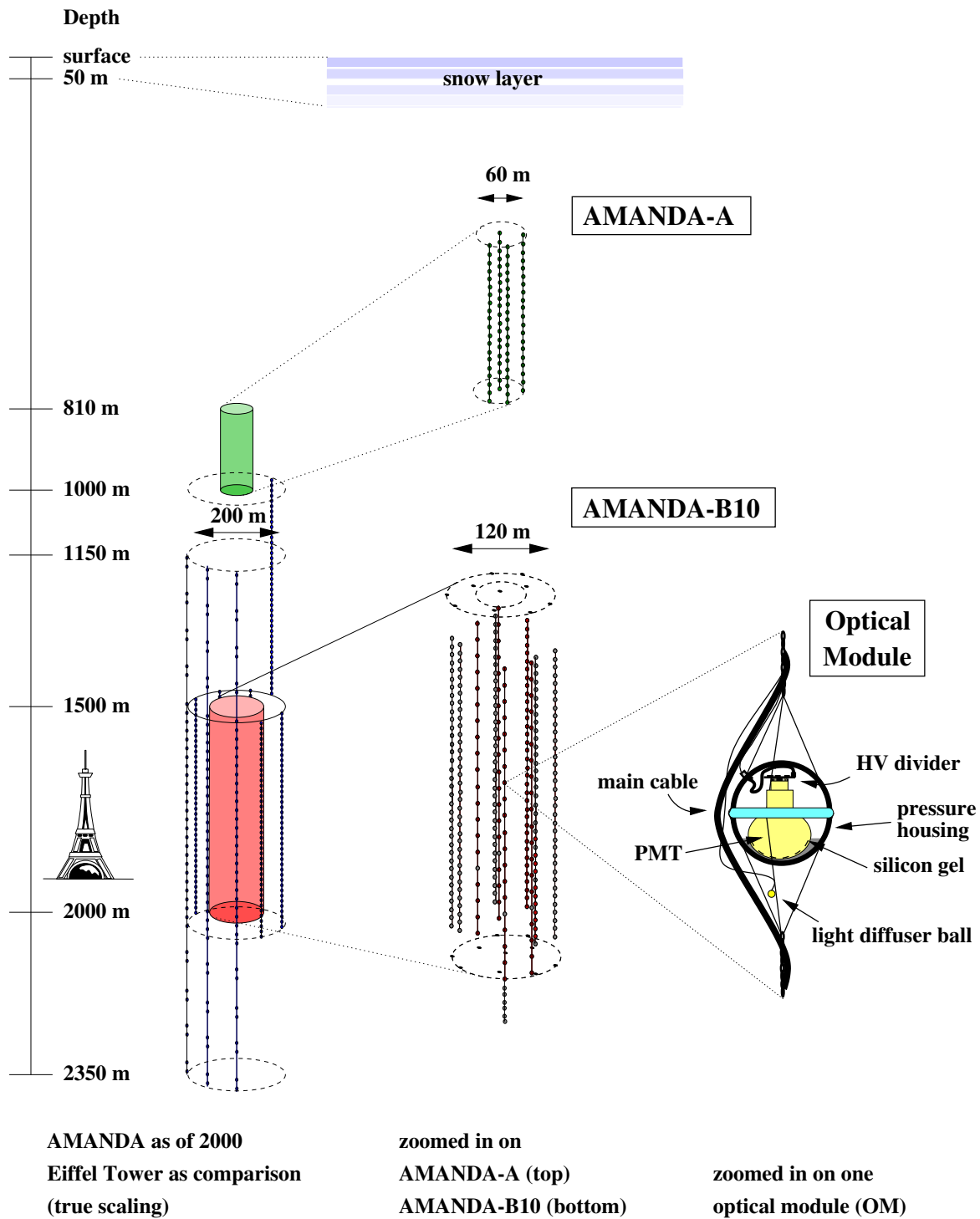
Het ontwerp van de detector evolueerde gedurende de opbouw ervan waardoor er subtiele verschillen zijn tussen de kabels. Op de eerste, binnenste vier kabels bevinden de OM's zich op zo'n 20 m van elkaar en zijn ze met de oppervlakte verbonden via coaxiale kabels. Kabels 5-10 zijn dichter en hebben een OM-separatie van slechts 10 m en hebben twisted quad kabels. Dit type kabels heeft het voordeel dat het doorgezonden signaal korter is, een kleinere rijstijd¹ heeft en minder versterking nodig heeft. Het nadeel is wel dat de signalen van de individuele kabels interfereren: *cross-talk*. In deze kabels werd een nieuw type glazen 'druksfeer' geïntroduceerd, die spijtig genoeg wel een hogere ruis geven, 1.3 kHz i.p.v. 400 Hz, door de ⁴⁰K-contaminatie in het glas. Zoals gezegd creëert de elektronische cross-talk tussen de twisted quad kabels meer valse signalen dan in de andere kabels [26]. Het verwijderen van deze bijkomende cross-talk signalen uit de data vergt extra zorg, zie sectie (5.2). De modules aan kabels 11-19 hebben een analoge fiber-optics signaal transmissie. Voor kabels 11-13, is elektrische transmissie ook voorzien, als backup. De dispersie in de optische kabels is veel kleiner dan in de elektrische kabels. Kabel 18 is voorzien van 41 digitale modules, waar de fotoversterkerbuis pulsen gedigitaliseerd worden ter hoogte van de OM en doorgestuurd worden naar het oppervlak via elektrische kabels. Dit zijn test prototypes voor de modules die gebruikt zullen worden in IceCube, de opvolger van AMANDA met een volume van 1km^3 .

Kabels 11-13 hebben bijkomende modules gelocaliseerd in paren boven en onder de bulk van de detector. Deze worden gebruikt voor studies van de eigenschappen van het ijs, maar worden uitgesloten van de trigger en ook van de huidige analyse. Kabel 17 heeft enkele problemen ondervonden bij haar opstelling, en zit zo'n 500 m boven de oorspronkelijk bedoelde positie vast. Deze modules worden ook uit de trigger uitgesloten, alsook uit de analyse.

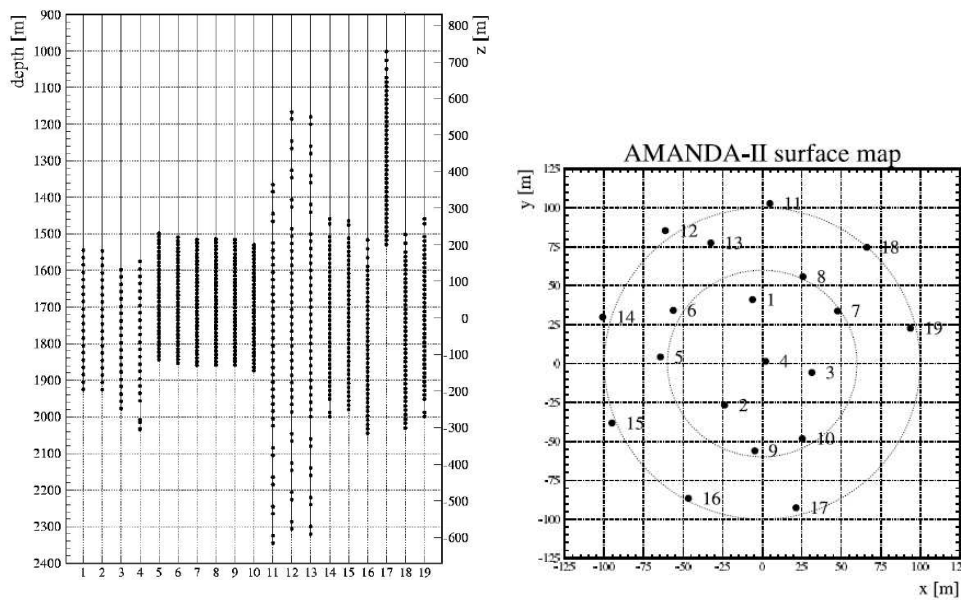
3.3 Detectie principe

In deze sectie worden de basis fysische processen voor de detectie van hoge energie neutrino's in meer detail uitgelegd.

¹vrij vertaald naar het Engelse *risetime*, de tijd die het elektronische signaal nodig heeft om te stijgen tot zijn maximale waarde



Figuur 3.1: Links: Schematisch overzicht van de AMANDA-A, AMANDA B10 en AMANDA-II telescoop in 2001. Rechts: een optische module



Figuur 3.2: Links: Overzicht kabels AMANDA II. De diepte waarden rechts zijn relatief t.o.v. het nulpunt op 1730m absolute diepte t.o.v. het oppervlak. Rechts: Posities van de AMANDA-II kabels in het horizontale vlak.

3.3.1 Neutrino-nucleon interactie

Neutrino's of anti-neutrino's die door materie reizen (in dit geval dus door gesteente of het Antarctisch ijs) hebben een eindige waarschijnlijkheid te interageren met een kern en aldus geladen leptonen te produceren. De interactie kan een neutrale of geladen stroom interactie zijn.

De neutrale stroom interactie:

$$\nu + N \rightarrow \nu + N' \quad (3.1)$$

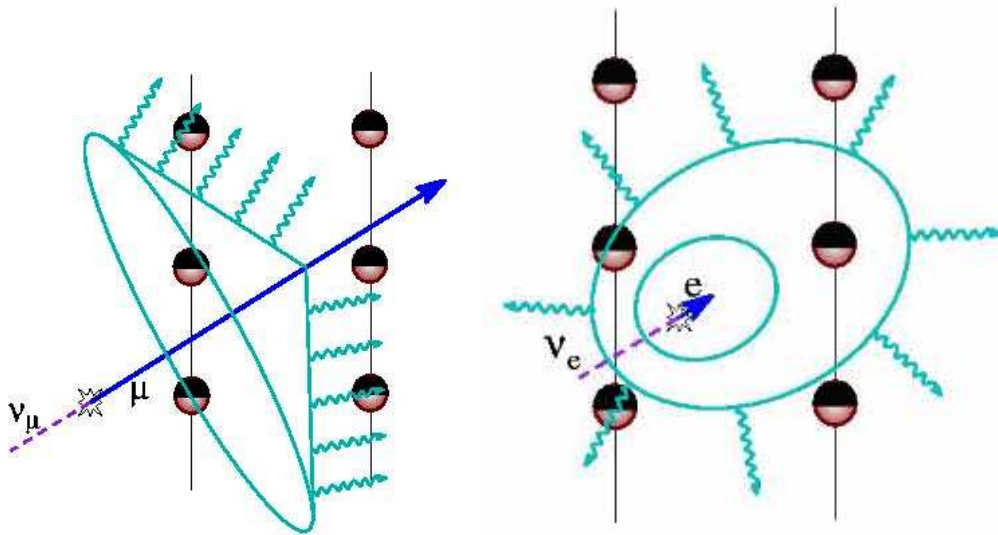
wordt gekenmerkt door hadronische lawines, voornamelijk geïnduceerd door vrijgekomen pionen. De dominante reactie voor neutrino's is echter de geladen stroom interactie:

$$(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^{(\pm)} + X \quad (3.2)$$

waarbij N de kern is, l het geladen lepton en X een combinatie van de hadronen in de finale toestand.

De handtekening van de interacties hangt af van de smaak van het neutrino. De twee basis handtekeningen worden geïllustreerd in fig (3.3).

Een interagerend ν_μ produceert een muon dat lange afstanden door de detector kan afleggen en ondertussen energie afzet door ionisatie en stochastische energieverliezen, hoofdzakelijk door bremsstrahlung en paar-productie processen. Het ν_e en ν_τ kanaal is ietwat anders... Het elektron van een elektron-neutrino interactie zal een elektromagnetische lawine genereren, die beperkt is tot een volume van slechts een paar kubieke meter. De elektromagnetische lawine valt samen met de hadronische lawine X van de primaire interactie vertex. De optische karakteristiek van dit type gebeurtenis is



Figuur 3.3: Links: Muonspoor geïnduceerd door een muon-neutrino. Bij doorgang doorheen de detector wordt licht uitgezonden langsheen het pad. Rechts: Lawine geproduceerd in de detector door een elektron, geïnduceerd door een elektron-neutrino. Analooq voor een tau-deeltje.

een expanderende sferische schil Cherenkov fotonen met een grote intensiteit in de voorwaartse richting. Het τ -deeltje geproduceerd in een ν_τ interactie zal onmiddellijk vervallen en ook een lawine genereren. Bij energieën $> 1PeV$ is deze lawine verschillende tientallen meter verwijderd van de lawine van de primaire interactie vertex, verbonden door een enkel spoor. Deze handtekening van twee extreem heldere cascades is uniek voor een hoge energie ν_τ en wordt een “double bang” gebeurtenis genoemd.

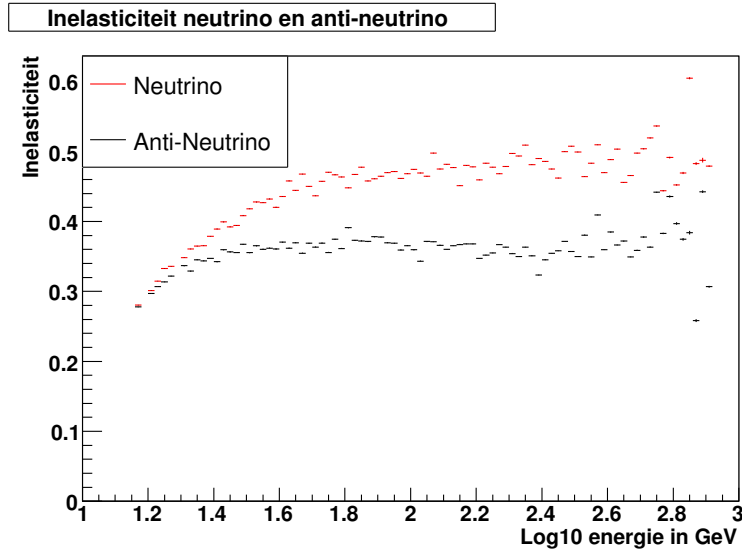
Muonen geven ons een beter uitzicht op een betrouwbare reconstructie van de baan van het neutrino wat de keuze voor muondetectie i.p.v. elektron- of taudetectie verklaart. Door het lange spoor is er een duidelijke richting af te leiden uit het lichtpatroon.

Het zwakke geladen stroomproces heeft een kleine werkzame doorsnede in vergelijking met andere typische elementaire deeltjesprocessen. Voor de relatief lage neutrino-energieën (10 GeV- 10 TeV) kan men voor isoscalaire doelen als ijs de werkzame doorsneden betrouwbaar benaderen door [27].

$$\sigma_{CC}(\nu N)[cm^2] = 9.63 \times 10^{-39} E_\nu^{0.92}[GeV] \quad (3.3)$$

$$\sigma_{CC}(\bar{\nu} N)[cm^2] = 4.03 \times 10^{-39} E_\nu^{0.97}[GeV] \quad (3.4)$$

Werkzame doorsneden zijn in dit energiedomein quasi evenredig met de neutrino-energie, bij hogere energie is slechts een \sqrt{E} -toename zichtbaar.



Figuur 3.4: Gemiddelde inelasticiteit voor geladen stroom interacties uitgezet voor gesimuleerde neutrino's en anti-neutrino's met energieën ≤ 800 GeV

Inelasticiteit

Een andere belangrijke parameter die het energiespectrum van de muonen bepaalt is de *inelasticiteit* y .

$$y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} \quad (3.5)$$

In fig.(3.4) wordt de gemiddelde inelasticiteit voor geladen stroom interacties uitgezet voor neutrino's en anti-neutrino's als functie van de energie (tot 800 GeV).

Men ziet dat de inelasticiteit gemiddeld 0.4 bedraagt. Grosso modo zo'n 60% van de neutrino energie wordt dus overgedragen op het muon.

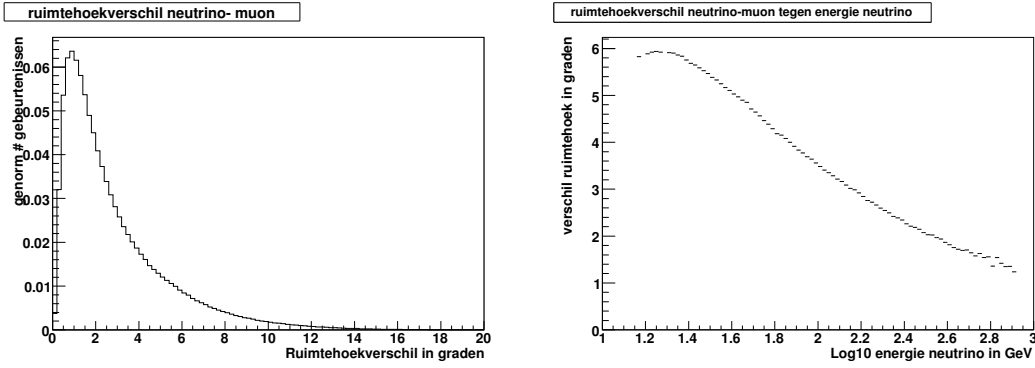
Gemiddelde neutrino-muon verstrooiingshoek

De gemiddelde verstrooiingshoek tussen neutrino en muon hangt af van de neutrino energie en kan geparametriseerd worden als [20]:

$$\langle \theta_{\nu\mu} \rangle \approx \frac{0.7^\circ}{(E_\nu/\text{TeV})^{0.7}} \quad (3.6)$$

en bedraagt minder dan 1° voor energieën boven de 0.6 TeV.

In fig.(3.5) werd het ruimtehoekverschil tussen het gesimuleerde inkomende ν en resulterende μ uitgezet. Men merkt op dat het merendeel slechts 1° wordt afgebogen. Eveneens wordt dit ruimtehoekverschil uitgezet tegenover de energie van het inkomende neutrino, voor dezelfde simulatie gegevens. Deze curve verloopt inderdaad volgens vgl. (3.6).



Figuur 3.5: Links: Ruimtehoekverschil tussen gesimuleerd neutrino en resulterend muon. Rechts: Ruimtehoekverschil tussen gesimuleerd inkomend neutrino en resulterend muon tegenover de energie van het inkomend neutrino.

3.3.2 Ionisatie en stochastische energie verliezen voor muonen

Wanneer een muon doorheen materie reist verliest het voortdurend energie op continue wijze via ionisatie (I) en op een discrete manier via e^+e^- en $\mu^+\mu^-$ paar productie, bremsstrahlung (γ) (en een kleine bijdrage aan Cherenkov straling), foto-nucleaire interacties (fn) en productie van δ -elektronen. Elk van deze processen leidt tot Cherenkov fotonen van secundaire deeltjes die gedetecteerd kunnen worden en belangrijk zijn voor de muon energie reconstructie. Deze fotonen zijn veel talrijker dan de Cherenkov fotonen van het muon zelf en spelen daarom een belangrijke rol in het detecteren van hoge energie neutrino's. Het totale energieverlies kan uitgedrukt worden als een combinatie van de verschillende componenten:

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_I - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^+e^-} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mu^+\mu^-} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_\gamma - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{fn} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_\delta \quad (3.7)$$

Het energieverlies door ionisatie wordt gegeven door de Bethe-Bloch vergelijking, vgl.(3.11), en is praktisch constant boven de 1 GeV. Het energieverlies als gevolg van discrete processen is proportioneel met de muon energie. Daarom kan men, fluctuaties verwaarlozend, vgl.(3.7) schrijven als:

$$-\frac{dE_\mu}{dX} = \alpha_\mu(E_\mu) + \beta_\mu(E_\mu)E_\mu \quad (3.8)$$

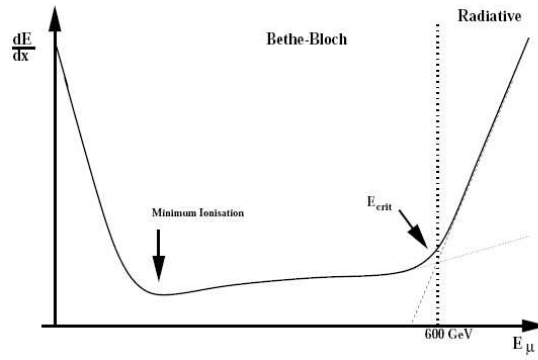
X = de dikte van de materie die door het muon doorkruist wordt.

$\alpha_\mu(E_\mu)$ bepaalt het continue energieverlies door ionisatie.

$\beta_\mu(E_\mu)$ bepaalt de stochastische energieverliezen.

Deze α en β zijn beiden karakteristieken van de doorkruiste materie zelf. In het muon energie gebied dat van belang is voor AMANDA ($E_\mu > 10\text{GeV}$) kunnen de functies $\alpha_\mu(E_\mu)$ en $\beta_\mu(E_\mu)$ nagenoeg als constant beschouwd worden. Voor ijs bedragen de waarden [28]:

$$\alpha_\mu(E_\mu) = 2.7 \times 10^{-3} \text{GeV cm}^2/\text{g} \quad (3.9)$$



Figuur 3.6: Kwalitatief gedrag van het gemiddelde muon energieverlies in ijs als functie van de muon energie [29].

$$\beta_{\mu}(E_{\mu}) = 4.7 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g} \quad (3.10)$$

Figuur (3.6) toont hoeveelheid muon energie verlies als functie van de muon energie.

Onder de kritische energie, $E_c = +650 \text{ GeV}$ voor muonen in ijs, die gedefinieerd is als de energie waarbij radiatieve en ionisatie verliezen gelijk worden, domineert ionisatie het energie verlies.

In dit geval wordt het muon energie verlies gegeven door de Bethe-Bloch vergelijking [30]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.11)$$

met

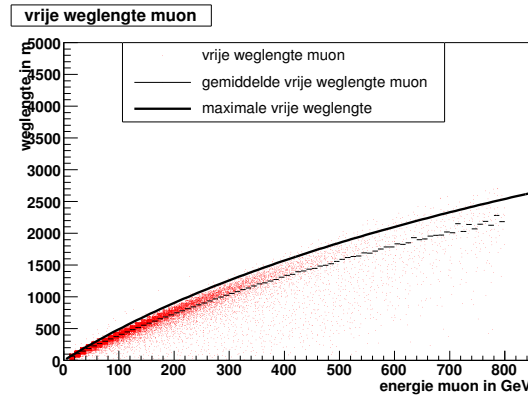
$$\frac{K}{A} = \frac{4\pi N_A}{A r_e m_e c^2} = 0.307075 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ voor } A = 1 \text{ g/mol} \quad (3.12)$$

met A en Z de atomaire massa en het atoomgetal van het medium. β, γ, c zijn de gebruikelijke relativistische factoren, m_e en r_e de massa en de klassieke straal van het elektron, T_{max} de maximale energie transfer per botsing, I de minimale excitatie energie, N_A het getal van Avogadro en δ de correctie voor het ionisatie energieverlies wegens het densiteitseffect. De densiteitsterm voert een correctie in voor het feit dat atomen in een dicht medium coherent zullen reageren op een inkomend deeltje, meerbepaald neemt deze correctie het effect van macroscopische polarisatie van het medium in rekening.

Boven de kritische energie E_c domineert de term $\beta_{\mu}(E_{\mu})$ het energie verlies: discrete energie verliezen beginnen te domineren over continue en de muon energie kan geschat worden door de secundaire Cherenkov emissie langsheen het spoor.

Na integratie van vgl.(3.8) bekomt men een analytische oplossing die leidt tot een uitdrukking voor de **gemiddelde muon weglengte** bij relatief lage energieën onder E_c [28]:

$$R(E_{\mu}, E_{\mu}^{thr}) \equiv X(E_{\mu}^{thr}) - X(E_{\mu}) = \frac{1}{\beta_{\mu}} \ln \left(\frac{\beta_{\mu}}{\alpha_{\mu}} E_{\mu} + 1 \right) \quad (3.13)$$



Figuur 3.7: Vrije weglengte, gemiddelde vrije weglengte en theoretisch voorspelde maximale vrije weglengte voor het muon als functie van haar energie.

In fig.(3.7) werd de vrije weglengte en de gemiddelde vrije weglengte uitgezet voor muonen tot 800GeV , zoals gegeven door de Monte Carlo simulatie. Ernaast werd in de theoretische curve geplot die overeen komt met de maximale vrije weglengte. Simulatie en theorie lijken dus overeen te komen.

3.3.3 Cherenkov straling

In dit onderzoek is het belangrijk de muon sporen, geïnduceerd door atmosferische muonen, atmosferische neutrino's en annihilatie van KK-deeltjes, nauwkeurig te reconstrueren. De reconstructie techniek is gebaseerd op het opmeten van Cherenkov licht, uitgezonden wordt door het muon, en (vooral) de secundaire energieverliezen. Een geladen deeltje zendt fotonen uit als haar snelheid v groter is dan de lokale fasesnelheid van het licht:

$$|\vec{v}| = \beta c > \frac{c}{n} \quad (3.14)$$

met $n =$ brekingsindex van het medium waardoor het deeltje reist.

De Cherenkov straling wordt veroorzaakt door interactie van het inkomende deeltje met de atomen van het omringende medium. Deze laatste worden door deze interactie gepolariseerd, maar depolariseren onmiddellijk, wat aanleiding geeft tot een elektromagnetische golf. De propagatiesnelheid van deze golf zal gelijk zijn aan de snelheid van het licht in dit medium. De voorwaarde dat het deeltje sneller reist dan deze snelheid is vereist opdat er constructieve interferentie zou ontstaan. Als aan deze conditie niet voldaan is, zal de straling exponentieel afnemen.

De voorwaarde voor Cherenkov straling in vgl.(3.14), legt een drempelenergie op op de energie van het inkomende muon gegeven door:

$$E_{thr}(\lambda) = \frac{m_{muon}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{n(\lambda)}\right)^2}} \quad (3.15)$$

De fotonvermenigvuldigers van de AMANDA detector zijn het meest gevoelig in het golflengtegebied tussen 300 nm en 600 nm . Voor deze golflengten bedraagt de brek-

ingsindex van het ijs ongeveer $n = 1.33$ [20]. Brengt men de massa van het muon m_{muon} in rekening dan bedraagt de drempelenergie $E_{thr} = 160 MeV$.

Het licht word uitgezonden onder een welbepaalde hoek zodat een bewegende lichtkegel, ook wel Cherenkov kegel genoemd, die steeds naar het deeltje wijst, wordt gevormd. De karakteristieke Cherenkov hoek hangt af van de golflengte van de uitgezonden straling en van de snelheid van het deeltje en wordt gegeven door:

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)}. \quad (3.16)$$

Voor ultra-relativistische deeltjes ($\beta \approx 1$) in ijs, bedraagt de Cherenkov hoek $\theta_C = 41.2^\circ$.

Het aantal fotonen uitgezonden wordt beschreven door de Frank-Tamm formule [30]:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (3.17)$$

waar $\alpha \approx 1/137$ de fijnstructuurconstante is. Men verwacht ~ 260 fotonen/cm afkomstig van Cherenkovstraling in het golflengtegebied van de detectormodules.

Het energieverlies ten gevolge van Cherenkovstraling is een deel van het radiatieve muon energieverlies en is per eenheid van lengte en per eenheid van golflengte gedefinieerd als:

$$-\frac{d^2E}{dx d\lambda} = \frac{\alpha}{hc} \sin^2\theta \quad (3.18)$$

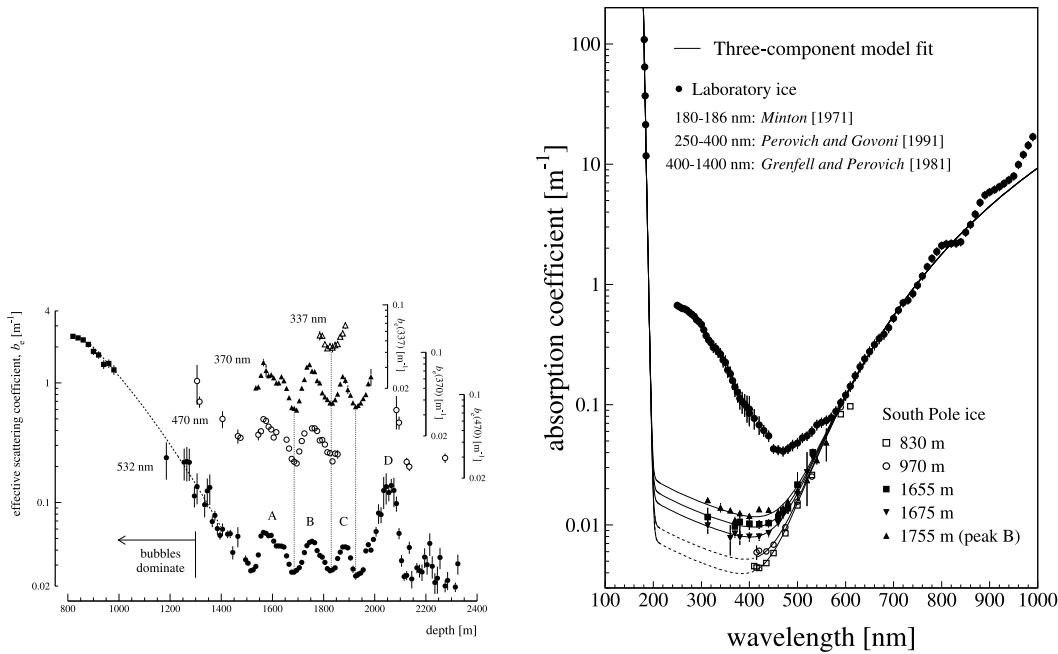
Dit energieverlies is van de orde van $2 MeV/m$ en is dus verwaarloosbaar vergeleken met het energieverlies ten gevolge van ionisatie en stochastische processen.

3.4 Optische eigenschappen van het ijs.

De laatste en zeer belangrijke stap in het detectieschema komt van de propagatie van de fotonen door het ijs. De optische eigenschappen van het Antarctische ijs spelen een belangrijke rol in de efficiëntie van de detector en de kwaliteit van de reconstructies. De optische modules moeten dus in een ijslaag terechtkomen waar zowel de verstrooiing- als de absorptielengte zo groot mogelijk zijn.

De optische eigenschappen van het ijs onder de Zuidpool werden gemeten m.b.v. lichtbronnen gelokaliseerd in de optische modules en pulsen afkomstig van een YAG-laser vanop het ijsoppervlak gestuurd door optische vezels naar diffuser balls in de modules.

De eigenschappen variëren met de diepte door klimatologische variaties zoals ijstijden en vulkaanuitbarstingen. De verstrooiings- en absorptielengte werden niet over alle relevante optische golflengten gemeten, dus werden ze afgeleid uit een model ontwikkeld door Price en zijn medewerkers [31]. Verstrooiing van fotonen aan luchtbellen, stof en onzuiverheden in het ijs zorgt voor vertraagde aankomsttijden, wat reconstructie van het muonspoor bemoeilijkt. Hoe verder een foton van een OM onstaat, hoe meer verstrooiingen het zal ondergaan. Hoe meer verstrooiingen, hoe groter de vertraging, hoe breder het signaal en uiteindelijk hoe slechter de reconstructie. Absorptie zorgt



Figuur 3.8: Links: Gemiddelde verstrooiingscoëfficiënt als functie van de diepte. Rechts: Absorptielengte als functie van de diepte. [32]

ervoor dat de Cerenkovfotonen veraf gelegen modules niet bereiken, een verlies aan informatie.

Figuur (3.8) toont de gemiddelde verstrooiingscoëfficiënt (= 1/verstrooiingslengte) als functie van de diepte. De verstrooiingscoëfficiënt heeft een lichte golflengteafhankelijkheid. Op diepten onder de 1400 m is stof verantwoordelijk voor de lichtverstrooiing in het ijs. De snelle stijging van verstrooiing bij relatief kleine diepten is een gevolg van de luchtbellens die gevangen zitten in het ijs. De onderbroken blauwe lijn toont de intrinsieke verstrooiing door stof in de regio die gedomineerd wordt door luchtbellens.

We merken op dat de effectieve verstrooiingslengte, λ_{eff} , bij benadering de gemiddelde lengte is om de richting van alle, behalve 1/e, fotonen isotroop te maken. Deze belangrijke parameter voor de diffusie berekeningen is gerelateerd aan de geometrische verstrooiingslengte λ_{geom} via :

$$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_{geom}}{1 - \langle \cos\theta \rangle} \quad (3.19)$$

met λ_{geom} de gemiddelde afstand tussen de verschillende verstrooiingscentra (luchtbellens, stof,..) en $\langle \cos\theta \rangle$ het gemiddelde van de cosinus van de verstrooiingshoek. Deze effectieve verstrooiingslengte is weinig afhankelijk van de golflengte van de fotonen. Voor luchtbellens is $\langle \cos\theta \rangle$ ongeveer 0.75, voor stof is dat 0.8-0.9. Luchtbellens vormen dus het grootste probleem. Het is daarom aangewezen een diepte op te zoeken die zo weinig mogelijk luchtbellens bevat, want op hoge diepten verdwijnen die als gevolg van de hoge druk.

Luchtbellens rond de OM's zijn ook een gevolg van het boren van de gaten waarin

de kabels werden neergelaten. Om een gat te boren wordt het ijs met heet water gesmolten. Bij het bevriezen van het water in de boorgaten worden de luchtbellen gevangen die rond de OM's blijven. Gedetailleerde studies van het ijs in de geboorde gaten wezen uit dat de verstrooiingslengte er ongeveer 50 cm bedraagt, de diameter van het boorgat [33].

Ook absorptie eist zijn rol op. De absorptielengte is sterk golflengteafhankelijk.

Figuur (3.8) toont de absorptielengte als functie van de golflengte van het licht voor verschillende diepten. Het merendeel van de wetenschappelijk bruikbare optische sensoren in AMANDA bevinden zich op een diepte van 1500m tot 1900m onder het oppervlak, zie fig.(3.2)). De absorptie hangt sterk af van de golflengte. We merken ook op dat de absorptie ook afhangt van de diepte voor golflengten waar de absorptie coëfficiënt relatief klein is. Voor korte golflengten is de de absorptiecoëfficiënt klein en stof levert duidelijk een aanzienlijke bijdrage. Rond 532 nm is de absorptiecoëfficiënt groot en de waarde is grotendeels bepaald door de intrinsieke eigenschappen van ijs (de rol van stof is minder voor de hand liggend).

Men zou verwachten dat een grote absorptielengte ideaal is, want dan kunnen fotonen immers ver buiten de detector ook gezien worden. Helaas is een grote absorptielengte in combinatie met een korte verstrooiingslengte niet ideaal. Als het foton van ver moet komen zal alle oorspronkelijk richtingsinformatie verloren gegaan zijn door de vele verstrooiingen.

De absorptielengte bedraagt net iets meer dan 100 m op diepten van AMANDA-II, maar de verstrooiingslengte bedraagt slechts zo'n 30 m voor golflengten die corresponderen met de langste absorptielengtes.

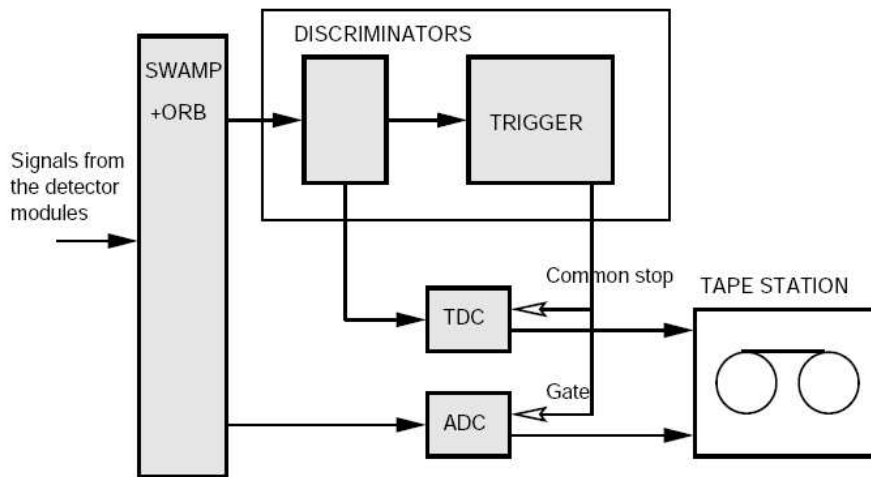
3.5 Detector Hardware

3.5.1 De optische module

Een optische module is een glazen sfeer van zo'n 25 cm diameter en bevat een fotoversterkerbuis of PMT (PhotoMultiplier Tube). Een fotoversterkerbuis is een detector die gebruik maakt van het foto-elektrisch effect om licht om te zetten in een elektrische spanning. De PMT's aan de kabels van de AMANDA-detector hebben een grote versterkingsfactor, $\pm 10^8$, nodig voor de detectie van individuele fotonen. Het zwak elektronisch signaal wordt langs 2 km lange kabels, die ook de nodige hoogspanning leveren, naar de oppervlakte-elektronica gebracht. De meeste OM's zijn neerwaarts gericht om de gevoeligheid voor neergaande muonen, een van de achtergronden in het experiment, sterk te verminderen. Figuur (3.1), rechts, geeft de schematische opbouw van een OM weer. Silicone verzorgt het contact tussen het oppervlak van de PMT en de binnenkant van de glazen sfeer, waardoor de PMT's vast komen te zitten in de optische module. Bovendien moet de optische gel extra verstrooiing van fotonen voorkomen.

3.5.2 Oppervlakte elektronica

Zodra een PMT signalen registreert worden deze naar de oppervlakte geleid voor verdere digitalisatie en bewerking. Het ruwe signaal wordt via de voedingskabels



Figuur 3.9: Schematisch overzicht van het data acquisitiesysteem uiteengezet in sectie (3.5.2).

naar de SWAMPs (SWedish AMPlifiers) getransporteerd of via optische vezels naar de ORBs (Optical Receiver Boards) waar het signaal, dat na 2 km kabel sterk verzwakt is, versterkt wordt en gesplitst in 2 delen. Eén uitgang van de SWAMP gaat door de discriminators naar een *Time to Digital Converter (TDC)*. De discriminators bepalen wanneer een puls afkomstig is van een foto-elektron. De TDC verzamelt tijdsinformatie over leading en trailing edges ² van 16 pulsen over een tijdvenster van $32\mu s$. Daar de TDC buffer 16 tijdwaarden van elke OM kan opslaan, corresponderend met de leading en trailing edges van de signalen, kan men bijgevolg maximum 8 hits van een module opslaan alvorens de eerste weer te overschrijven. De andere output wordt met $2\mu s$ vertraagd voor de trigger beslissing en wordt gestuurd naar een *Analog to Digital Converter (ADC)*. De vertraging is vereist om het signaal te kunnen bewaren tot de trigger gevormd is, daar de ADC geen buffer heeft zoals de TDC. De ADC registreert de maximale amplitude van het signaal en karakteriseert het aantal fotonen dat de PMT heeft geëxciteerd. Door de vertraging is de ADC gevoelig aan input signalen van een tijd van $2\mu s$ voor de trigger beslissing tot $8\mu s$ erna.

Samengevat, eens aan de trigger voorwaarde voldaan wordt alle data uit de buffers weggeschreven door het 'data acquisitie systeem' (DAQ). De geregistreeerde data bevat informatie over het gebeurtenis nummer, het aantal geëxciteerde optische modules, de ADC waarde (1 piekwaarde per module), de leading en trailing edges voor elke hit (maximaal 8 leading en trailing edges voor elke module), informatie over de trigger bits en het GPS tijdstip van de gebeurtenis (nodig voor point source identificatie).

²Wanneer het signaal onder en daarna terug boven het negatief drempelniveau komt (de threshold) noemt men de dalende flank de 'leading edge' en de stijgende flank de 'trailing edge'. Het verschil van beide geeft dan een idee van de duur van het signaal

3.5.3 Trigger setup

Het triggersysteem bepaalt of informatie van de OM's al dan niet op schijf mag weggeschreven worden. Met een triggervenster van $2.5\mu s$ wordt al een groot deel van de overweldigende achtergrond atmosferische muonen niet geregistreerd. De OM's kijken immers naar beneden, wat het voor fotonen afkomstig van neergaande muonen moeilijker maakt binnen de triggertijd aan te komen. Immers, een muon dat uit het zuidelijk halfrond de detector binnenvalt zal eerst fotonen produceren bovenaan en even later onderaan detector. Tegen de tijd dat het tweede elektronische signaal onderaan AMANDA-II geproduceerd wordt, is het eerste reeds vertrokken of zelfs al aan de oppervlakte aangekomen. Het tweede elektronische signaal moet, naast het feit dat het al later geproduceerd wordt, een grotere afstand in de kabels afleggen dan het eerste signaal, waardoor het nog later aankomt in het triggersysteem. De waarschijnlijkheid is groot dat dit proces langer dan $2.5\mu s$ duurt, waardoor veel atmosferische muon gebeurtenissen reeds uitgesloten worden.

Deze $2.5\mu s$ is in feite een relatief groot tijdsvenster. De reden hiervoor is dat men weet dat een deel van de Cherenkovfotonen, die ons extra informatie kunnen geven over de muongebeurtenis, door verstrooiing vertraagd zullen aankomen.

Gedurende de uitlezing van een gebeurtenis kunnen geen nieuwe signalen geregistreerd worden. Men spreekt van een *dode tijd* voor de detector. De nominale trigger is de fysische hoeveelheid verzameling gebeurtenissen per tijdseenheid, gecorrigeerd voor de dode tijd. De nominale trigger rate voor de data van 2001 bedraagt zo'n 118 Hz, wat wil zeggen dat men met 21.3% dode tijd correctie ongeveer 93 gebeurtenissen per seconde uitleest, zie sectie (4.2.1). Een hogere trigger rate zou leiden tot een hogere dode tijd en zou resulteren in een lager aantal gebeurtenissen weggeschreven op schijf.

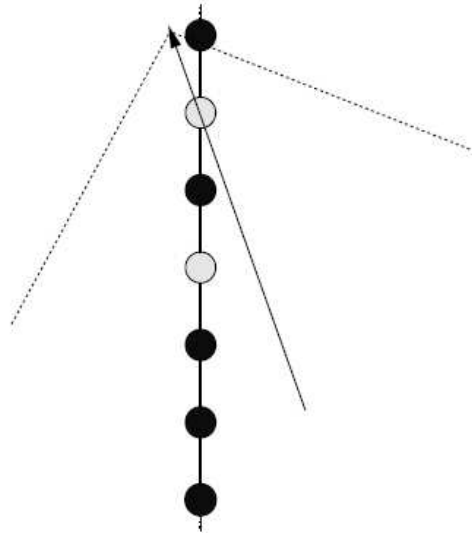
AMANDA-II maakt gebruik van verschillende triggers. De twee van belang in deze analyse worden hieronder kort besproken.

Multiplicity trigger: hogere energieën

Gedurende het jaar 2001 werd een **multiplicity trigger** gebruikt voor de AMANDA detector. Deze vereist een minimum aantal hits N in een zeker tijdsvenster. In 2001 werd de AMANDA-II multiplicity ingesteld op $N = 24$ en het venster op $2.5\mu s$ om te trachten de hoge energie gebeurtenissen te maximaliseren boven de atmosferische achtergrondgebeurtenissen. De keuze van de multiplicity drempel is een compromis tussen de wens zo veel mogelijk potentiële gebeurtenissen te houden en de achtergrond registratie te reduceren. De multiplicity trigger is pas gevoelig aan muonen met energieën vanaf 30 GeV . [34].

String trigger: lagere energieën

Sinds 2001 bevat de AMANDA-II trigger opstelling ook een zogenaamde **string trigger** bovenop de multiplicity trigger. Het aantal hits nodig voor een trigger kan verlaagd worden als ze vereist worden ruimtelijk sterker gecorreleerd te zijn. Hierdoor kunnen interessante lage energie gebeurtenissen met minder dan 24 hits toch getriggerd worden. De string trigger voorwaarde vereist dat N aangrenzende modules in eenzelfde kabel ten minste C hits hebben binnen een zeker tijdsvenster, zoals voorgesteld in fig.(3.10).



Figuur 3.10: Voorbeeld van een gebeurtenis die aan een 5/7 string correlatie trigger configuratie voldoet: 5 op 7 aangrenzende modules worden geëxiteerd. De opgaande pijl stelt een opgaand muon voor, de stippelijijn stelt het golffront ten gevolge van Cherenkov straling voor. De 'stille' modules kunnen dood zijn of kunnen gewoon geen Cherenkov foton gedetecteerd hebben.

De string trigger is geïmplementeerd om het mogelijk te maken ook lage energie gebeurtenissen te detecteren, zonder te veel valse gebeurtenissen ten gevolge van ruis in de detectoren mee te nemen. De string trigger is reeds gevoelig aan muonen met energieën vanaf 10 GeV .[34].

De trigger laat "gaten" toe in een opeenvolging van aangeschoten modules en maakt ons minder kwetsbaar voor dode modules of voor het geval waar het zwakke Cherenkovlicht niet sterk genoeg is om alle modules te exciteren. Voor 2001 werd de string correlatie trigger gekozen op 7/11 modules binnen de $2.5\mu s$, behalve voor de 4 binnenste kabels, waar de afstand tussen de modules groter is en bijgevolg 6/9 modules binnen de $2.5\mu s$ als voldoende geacht werd. De beslissing werd gebaseerd op de beschouwing van trigger rates en dode tijden.

3.6 Andere fysische doelstellingen voor AMANDA

Naast het gebruik voor de studie van hoogenergetische neutrino's afkomstig van de zon is AMANDA uiteraard ook nog interessant voor de studie van neutrino's afkomstig van andere bronnen gelocaliseerd in het centrum van de aarde, de aardse atmosfeer of bronnen veel verder weg in het heelal.

- In de aardse atmosfeer worden neutrino's gevormd door interacties met kosmische straling

$$p + N \rightarrow \pi, K \rightarrow \mu, \nu_\mu, \dots \quad (3.20)$$

een gedetailleerde studie van deze atmosferische neutrino's is nodig, want het is ten slotte de belangrijkste achtergrond voor onze WIMP analyse. Bovendien is ze ook een handig hulpmiddel voor de calibratie van onze detector. Het is immers de enige bron van hoogenergetische neutrino's die al door andere experimenten bij lagere energie werd bekeken. Simulaties voor de verwachte achtergrondprocessen worden in het volgende hoofdstuk besproken.

- Op het ijsoppervlak boven AMANDA werden 2 experimenten geïnstalleerd die een studie van primaire kosmische straling moeten toelaten. SPASE [35], meet de grootte van air-showers op ijsniveau, GASP [36], meet de laterale Cherenkovverdeling. AMANDA kan muonen in de shower tellen. Zwarte deeltjes in de primaire kosmische straling produceren meer muonen en hebben een kleinere showergrootte op de grond. Combinatie van de gegevens van deze experimenten leert ons dan iets over de samenstelling van de primaire kosmische straling.
- Zoektocht naar puntbronnen in het heelal. Er zijn bepaalde systemen in ons universum die deeltjes met enorm veel energie produceren. De bronnen kan men echter nog niet goed localiseren, omdat we quasi blind zijn voor fotonen met energieën van meer dan $10^{19}eV$. Bij die extreme energieën treden immers interacties op met de kosmische achtergrondstraling waardoor ze onze detectoren nauwelijks bereiken. De hoop is daarom gevestigd op de neutrino's die moeiteloos de lange reis door het heelal zullen overleven en rechtstreeks de bron aanwijzen. Een hele grote detector zal voldoende neutrino's kunnen waarnemen om de aard van de krachtigste kosmische systemen te achterhalen. Sterke bronnen zijn o.a. supernova's in ons melkwegstelsel zoals die in de Krabnevel, actieve galactische kernen (AGNs) zoals Mkn 501, microquasars zoals 3C273 en gamma ray bursts (GRBs).
- Onderzoek van neutrino-oscillaties en magnetische monopolen behoort ook tot de mogelijkheden.
- Tot slot staat men ook klaar voor het onverwachte. Het gebeurde zelden in de astrofysica dat een dergelijke vergroting van het detectoroppervlak of de gevoeligheid of het golflengtegebied, die AMANDA met zich meebrengt, geen verrassingen met zich meebracht. Een nieuw venster op het universum opent zich dus opnieuw.

Hoofdstuk 4

Beschikbare gegevens

4.1 Simulatie van gegevens

Bij de analyse van experimentele data is het nodig deze data te vergelijken met de verwachtingen, die in het algemeen niet berekenbaar zijn via analytische of numerieke weg. Eerder moet een statistische simulatie van de relevante fysische processen opgesteld worden. Deze zijn gebaseerd op Monte Carlo technieken. Wanneer we verwijzen naar de gesimuleerde gebeurtenissen zullen we dus vaak verwijzen naar de Monte Carlo gebeurtenissen of kort gewoon naar de Monte Carlo (MC). De simulatie van de atmosferische muon-, atmosferische neutrino en de WIMP-signaal gebeurtenissen kunnen verdeeld worden in verschillende stappen. De initiële bestaat uit de generatie van de kosmische muon en neutrino gebeurtenissen en de neutrino's die komen van de annihilatie van de KK-deeltjes. De volgende stap is de propagatie van de muonen doorheen het ijs of gesteente tot bij de detector. Ten laatste moet de detector respons gesimuleerd worden.

4.1.1 Generatie van gebeurtenissen

Atmosferische muonen: CORSIKA

De simulatie van de atmosferische muonen is gebaseerd op de air shower generator CORSIKA [37]. Deze generator laat toe air showers te simuleren die geïnitieerd zijn door hoge energie kosmische stralen primaries met een energie tot $10^{11} GeV$. Het spectrum van de primaire deeltjes, die kosmische stralen zijn, wordt genomen uit andere experimenten en wordt ondersteld isotroop te zijn met een spectrale index van $\gamma = 2.73$ en energieën tussen de 8×10^2 tot 1×10^9 GeV/nucleon. De simulatie bevat hadronische interacties in de atmosfeer, verval van onstabiele deeltjes en het volgen van de deeltjes, waarbij zowel energie verliezen door ionisatie, als afwijkingen door veelvuldige verstrooiing, als het effect van het aardse magnetisch veld in rekening worden gebracht. Deze simulatie verloopt volgens verschillende theoretische modellen. In dit werk werden de hadronische interacties gesimuleerd gebruik makend van het QGSJET model [38].

Een aangepaste versie van CORSIKA, speciaal aangepast voor AMANDA doeleinden (de code bevat een exacte behandeling van de kromming van de aardse atmosfeer ter hoogte van de Zuidpool), dCORSIKA, werd gebruikt voor de simulatie van de

atmosferische muon achtergrond voor het jaar 2001.

Air showers simuleren vereist een enorme hoeveelheid aan computer middelen. Daar de flux van primaire kosmische straling isotroop is en muonen met een energie boven de 600 GeV minder dan 1° afgebogen worden werd een over-sampling techniek gebruikt. Dit wil zeggen dat een gebeurtenis gegenereerd met CORSIKA verschillende malen gebruikt wordt door de azimuthale hoek en de horizontale coördinaten ten opzichte van de detector te 'randomiseren'. In het verleden werd aangetoond dat over-sampling de resultaten van de simulatie niet verandert op enig filter niveau.

Het aantal gegenereerde atmosferische muonen voor de analyse bedraagt 3.233×10^7 , zie tabel (5.3).

Atmosferische neutrino's: Anis

ANIS (All Neutrino Interaction Simulation) [39], is een hoge energie neutrinogebeurtenis generator, ontwikkeld voor AMANDA en wordt gebruikt binnen verschillende analyses. ANIS genereert neutrino's van eender welke smaak voor energieën gaande van 10GeV tot 10^{12}GeV volgens een welbepaalde flux en propageert ze doorheen de aarde. Alle relevante Standaard Model processen zijn in ANIS geïmplementeerd.

Primaire neutrino's worden willekeurig gegenereerd ter hoogte van het aardoppervlak volgens het spectrum van atmosferische neutrino's, zie sectie (2.2.1). ANIS propageert neutrino's in kleine stappen richting de detector. Bij interacties met materie worden deze geabsorbeerd in het geval van een geladen stroominteractie of geregenereerd bij lagere energieën in het geval van een neutrale stroominteractie. De neutrino propagatie brengt de dichtheid van de aarde als die gegeven door het 'Preliminary Reference Earth Model' in rekening [40]. Eens het detectievolume bereikt wordt, wordt een laatste vertex gegenereerd langsheen het neutrinotraject binnenin het detector volume. In het geval van een geladen stroominteractie $\nu_\mu N$ simuleert ANIS correct de muon verstrooiingshoek.

Het aantal gegenereerde atmosferische neutrino's voor de analyse bedraagt 4.658×10^3 , zie tabel (5.3).

Kaluza-Klein neutrino's

De Kaluza-Klein MC-simulatie werd ontwikkeld door Dan Hooper. Ze is gebaseerd op DarkSusy en PYTHIA en berekent de waarschijnlijkheid voor annihilatie naar elke mogelijke KK-mode, zie sectie (2.1.2). Vervolgens worden de geproduceerde deeltjes voor elke mode toegelaten te fragmenteren en te hadronizeren, wat het neutrinospectrum in het centrum van de zon oplevert. De neutrino's worden vervolgens gepropageerd doorheen de zon, waarbij zowel absorptie- als oscillatie-effecten in rekening worden gebracht. Het programma levert de verwachte neutrino flux aan het aardoppervlak.

Het aantal gegenereerde KK-neutrino's voor de analyse bedraagt 1.742×10^7 , zie tabel (5.3).

4.1.2 Propagatie van muonen en fotonen

Muon Propagatie: MMC

Muonen van zowel neutrino's als van kosmische straling worden door het gesteente onder en het ijs rond de detector gepropageerd met behulp van het programma 'Muon Monte Carlo (MMC)' [28] een hoog gepreciseerd hulpmiddel voor muon propagatie doorheen materie. Dit programma is in staat muonen te laten propageren door de muon energie verliezen te berekenen. Het muon verliest haar energie via ionisatie van het ijs, bremsstrahlung, de productie van δ -elektronen, muon- kern interacties en e^+e^- of $\mu^+\mu^-$ paar producties. Het energie verlies ten gevolge van Cherenkovstraling, geproduceerd bij doorgang van het muon doorheen het ijs met een snelheid groter dan die van het licht in ijs, zie sectie (3.3.3), is zoals gezegd relatief klein.

MMC berekent de energieverliezen van muonen die energieën hebben van 105.7 MeV tot 10^{11} GeV. Daar de simulatie van deze energieverliezen computertijd verslindend is, wordt het propagatie proces opgesplitst in twee delen. Als het muon ver weg van de detector is, worden enkel gemiddelde muon energie verliezen berekend. Het energieverlies ten gevolge van licht geproduceerd door secundaire deeltjes is van minder belang daar dit licht zal geabsorbeerd worden in de aarde alvorens het de detector bereikt. Als het muon echter het zogenaamde actieve volume van de detector bereikt (voor AMANDA II is dit het cilindrische, 800 m hoge, 400 meter in straal gebied, dat zich op een absolute diepte van 1730 m bevindt), wordt gedetailleerde informatie over de energie verlies processen - ook fluctuaties worden meegerekend- berekend en in een bestand gestoken voor de verdere evaluatie van de licht output. De muon propagatie software MMC, ontwikkeld binnen de AMANDA collaboratie, gebruikt de laatste muon interactie werkzame doorsnedes beschikbaar op dit moment (geldig binnen de 1%) en werkt goed voor een groot muon energie gebied. Simulatie en theorie komen overeen zoals blijkt uit fig.(3.7) waar de uiteindelijke afstand afgelegd in het ijs door de gesimuleerde atmosferische muonen wordt voorgesteld voor het energiegebied van toepassing voor de analyse.

Foton propagatie: PTD

De propagatie van fotonen binnen het volledige actieve detectorvolume wordt beschreven door het programma PTD (Photon Transport and Detection simulation) [41]. De fotonen worden gevolgd binnen het gesegmenteerde actieve volume in stappen die kleiner zijn dan de foton verstrooiingslengte, rekening houdend met de eigenschappen van het ijs zoals beschreven in sectie (3.4). PTD is gebaseerd op het 3 componenten absorptie model, het verstrooiingsmodel en de absorptie in de optische module. De verstrooiing brengt ook de eigenschappen van het herbevroren ijs in de schachten rond de modules in rekening door de foton verstrooiingslengte te verminderen. De berekening van de foton angulaire distributie brengt het verschil in licht output tussen de hadronische en elektromagnetische lawines niet in rekening. PTD geeft een gemiddelde, geen gebeurtenis per gebeurtenis, respons van de module op de beschouwde foton emissie. De resultaten worden verzameld in multidimensionale tabellen, die het verwachte aantal fotoelektronen en de foton tijdsvertraging geven als functie van het energieverlies, de relatieve oriëntatie en de afstand van de bron tot aan de module. In de verdere simulatie van de

foton propagatie worden de tabelwaarden geïnterpoleerd. De foton tabellen brengen de diepte afhankelijkheid van de verstrooiingscoëfficiënt wel niet in rekening. Het ijs dat de detector omringd wordt verdeeld in 5 lagen met verschillende waarden voor de verstrooiings- en absorptielengtes, maar elke module ziet een uniform stuk ijs. Voor het doel van dit werk werd het MAM ijs model gekozen. In dit model zijn waarden van de verstrooiingslengten gebaseerd op de metingen van de eigenschappen van het ijs, maar de absorptie lengten werden gefit vanuit de experimentele data gebruik makend van de residuele aankomsttijden van de fotonen.

4.1.3 Detector Respons:AMASIM

AMASIM [42] vraagt het aantal fotonen en de aankomsttijden van fotonen afkomstig van elk deeltje boven de Cherenkov drempel op uit de PTD tabellen en simuleert de finale respons van de detectorhardware op foto-elektronen. Hiervoor werd een model gemaakt van het mechanisme waarbij foto-elektronen in PMT's worden gevormd en hoe dit in volts wordt omgezet, van de hoeveelheid ruis van de individuele OM's, van de transmissietijd van het signaal tot aan het ijsoppervlak, van de vorm van het signaal na transmissie, van de waarde van de drempels en van de details van de trigger. Dit model levert een verzameling getriggerde gebeurtenissen met leading edges en amplitudes, die vergelijkbaar zouden moeten zijn met de experimentele data.

4.2 Data 2001

4.2.1 Experimentele data

Detectie van KK-geïnduceerd neutrinosignaal in de richting van de zon is beperkt tot de tijd waarbij de zon zich onder de horizon bevindt. Deze periode correspondeert met zo'n 182.0 dagen dataregistratie gedurende het jaar 2001, of, na dode tijdcorrectie met 21.3% zo'n 142.5 dagen. Het aantal getriggerde gebeurtenissen in deze sample bedroeg zo'n 1.5×10^9 . De trigger rate van de detector bedroeg dus 118 Hz, zie sectie (3.5.3). De experimentele data van het jaar 2001 bestaat uit zo'n 1.456×10^9 getriggerde gebeurtenissen, zie tabel (5.3).

Hoofdstuk 5

Wegfilteren van atmosferische muonen

Het filteren van Kaluza-Klein signaal uit de gigantische dataset is een hele opdracht gezien de massale hoeveelheid achtergrondgebeurtenissen komende van atmosferische muonen, typisch zo'n 10^9 per jaar, en atmosferische neutrino's, typisch zo'n 1000 per jaar, terwijl we voor het KK-signaal in een detector als AMANDA-II slechts 0.1 – 1 gebeurtenissen per jaar verwachten, zie fig.(2.1).

Essentieel wordt het probleem aangepakt in drie stappen. In een eerste stap worden de atmosferische muonen uit de data verwijderd, zonder al te veel KK-signaal te elimineren, in een tweede de atmosferische neutrino's en in de derde finale stap wordt op zoek gegaan naar een exces aan KK-signaal vanuit de richting van de zon. Deze eindverhandeling beslaat het wegfilteren van de atmosferische muonen. Een verdere analyse valt buiten het bereik van dit eindwerk.

Het wegfilteren van atmosferische muonen zelf wordt op drie niveau's uitgevoerd. De eigenlijke analyse in dit werk wordt gestart op niveau 2. Alvorens de bevonden resultaten voor te stellen worden uiteraard eerst filterniveau's 1 en 2 en de bijbehorende verschillende reconstructies overlopen.

5.1 Reductie van atmosferische muonen: aanpak

De richtingen van het neutrino en het geïnduceerde muon vallen praktisch samen voor de muonen gedetecteerd met de AMANDA-detector. Daarom kan men, gebruik makend van een goede muon spoorreconstructie, neergaande atmosferische muonen scheiden van opgaande neutrino-geïnduceerde gebeurtenissen en aldus de achtergrond reduceren. Echter, door de beperkte nauwkeurigheid van de reconstructie zijn bijkomende selectiecriteria vereist. Deze selectiecriteria berusten op het vergelijken van de experimentele data met de verwachtingen uit de Monte Carlo simulaties besproken in hoofdstuk 4. Doorheen de analyse worden bepaalde eisen opgelegd aan observabelen geassocieerd met het experimentele data signaal om aldus signaal en achtergrond te gaan scheiden. Het basisschema voor de scheiding van signaal en ruis bestaat uit een aantal zogenaamde filterniveau's. Lagere niveau's zijn gebaseerd op een snelle, sterk vereenvoudigde spoorreconstructie om snel zo veel mogelijk atmosferische muon

achtergrondgebeurtenissen te verwijderen. Bij hogere niveau's worden de reconstructie algoritmes ingewikkelder en bijgevolg tijdrovender. Voor elk analyse niveau worden de experimentele en gesimuleerde data vergeleken en worden gepaste snedes gekozen.

Men gaat als volgt te werk:

- in de **voorverwerking** wordt getracht alle onbetrouwbare elektronische signalen te verwijderen.
- **filterniveau's 1 en 2** vormen een eerste selectie en dienen als basis voor alle analyses van de AMANDA II gegevens.
- **filterniveau 3** wordt door ons gespecificeerd en moet alle atmosferische muonen uit de data elimineren, zonder dat veel KK-signaal verloren gaat.

De data waarmee in deze eindverhandeling gewerkt wordt is reeds onderworpen aan een niveau 1 en niveau 2 filterprocedure. Deze worden hieronder kort nog even geschetst.

5.2 Voorverwerking: pre-cleaning

Alvorens de werkelijke reconstructie wordt uitgevoerd moet de data nog verschillende zogenaamde 'cleaning'-stappen, alsook tijd en amplitude calibraties doorgaan. De noodzaak van pre-cleaning wordt veroorzaakt door de gekende discrepanties tussen simulatie en reële detectorwerking en door het bestaan van hits zonder enige neutrino-oorsprong (bijvoorbeeld elektronische ruis in de PMT's, radioactief verval in de glazen sferen en elektronische effecten). De cleaning kan slaan op een bepaalde optische module of op een zekere type individuele hit in de detector als geheel.

Eerst en vooral wordt een lijst opgesteld van de optische modules die niet meer werken. Van verschillende optische modules is geweten dat ze dood zijn, een onstabiel gedrag vertonen gedurende het jaar of niet genoeg informatie verstrekken voor de tijds-calibratie. Deze modules worden uitgesloten uit de experimentele data alsook uit de simulatie.

De duur van een muongebuurtenis bedraagt typisch enkele μs en het uitleesvenster van de trigger is $32\mu s$. Als gevolg van ruis, voor- en napulsen, late fotonen en cross-talk, zullen in dit tijdsinterval onvermijdelijk ongewenste hits in de data sluipen. Verwacht wordt dat er binnen dit uitleesvenster van $32\mu s$ gemiddeld 10 slechte hits geregistreerd worden. Cross-talk wordt echter niet gesimuleerd in de detectorsimulatie **AMASIM** waardoor de ruwe gegevens niet overeen komen met de simulaties van de atmosferisch muonen. In de voorverwerking wordt alle info die niet gesimuleerd wordt, zoals cross-talk, of die in onstabiele hardware voorkomt of buiten de muonpiek, verwijderd. Hierdoor komen experimentele data en simulatie veel dichter bij elkaar te liggen.

5.3 Reconstructie van gebeurtenissen

Door de eenvoudige geometrische opstelling van de AMANDA telescoop is de verzameling parameters van een gereconstrueerde gebeurtenis redelijk beperkt. Een muon

gebeurtenis wordt eenvoudigweg gekarakteriseerd door een muon positie, meer bepaald drie ruimte-coördinaten (x,y,z) , een richting (θ, ϕ) en een tijdstip t . Eenvoudige analytische routines, zogenaamde 'first-guess' methoden, geven de initiële waarden van de muonspoor parameters, zonder tijdrovende iteraties. Deze algoritmes berusten op zogenaamde 'pattern recognition', waar gebruikt gemaakt wordt van de correlaties in ruimte en tijd tussen hits van een muongebeurtenis. Meer bepaald worden door de procedure lijnen getrokken tussen bijvoorbeeld twee hits die op tijdstippen t en $t + \Delta t$ geregistreerd worden en zich min of meer op een afstand $c/n \cdot \Delta t$, de afstand die een muon aan de lichtsnelheid in het medium aflegt, van elkaar bevinden. Van de bekomen lijnstukken wordt dan bekeken of ze min of meer op een rechte liggen en zo ja, dan worden gebeurtenissen volgens deze rechte gereconstrueerd. Duidelijk bevat ruis, die random verdeeld is, deze ruimte-tijd-correlaties à priori niet, waardoor reeds een groot gedeelte ervan geëlimineerd wordt.

Op het volgende niveau worden deze initiële waarden van de muonspoor parameters gebruikt als beginwaarden voor de meer verfijnde spoorreconstructies die gebaseerd zijn op een iteratieve *maximum likelihood methode*, zie sectie (5.3.1).

5.3.1 Likelihood reconstructie

De Likelihood reconstructie is het meest nauwkeurige middel voor de muon spoor reconstructie. In het algemeen geeft de likelihoodfunctie $\mathcal{L}(R|H)$ de waarschijnlijkheid een respons van de detector op een gebeurtenis $R = \{r_i\}$ waar te nemen, gegeven de spoorhypothese $H = (x, y, z, \theta, \phi)$. Het is een combinatie van de individuele likelihoodfuncties $p_i(r_i|H)$ van de hits. In de AMANDA analyse wordt de likelihoodfunctie gedefinieerd als

$$\mathcal{L}(R|H) = \prod_{i=1}^{N_{hits}} P(t_i^{res}, d_i) \quad (5.1)$$

met $P(t_i^{res}, d_i)$, de **Pandelfunctie** [43] die de waarschijnlijkheid geeft een gebeurtenis te observeren met een residuele tijd $t_i^{res} = t_i^{gemeten} - t_i^{verwacht}$ op een afstand d_i van het spoor. Met $t_i^{verwacht}$ wordt de tijd bedoeld die een foton over dezelfde afstand zou doen zonder verstrooid te worden. De Pandel functie brengt absorptie en verstrooiing van fotonen in het ijs in rekening.

Daar de Pandelfunctie geen elektronische jitter ¹ in rekening brengt en tevens divergent is rond $t = 0$ (dicht bij het spoor) wordt een verbeterde waarschijnlijkheidsfunctie gebruikt, de zogenaamde *geconvolueerde Pandelfunctie*, $P_c(t, d)$, die een Pandelfunctie is geconvolueerd met een Gaussiaan de overeenkomt met de jitter van de PMT.

¹een invallend foton in een PMT geeft aanleiding tot zo'n 10^8 foto-elektronen die uiteraard niet allen tegelijkertijd aankomen op de finale anode. Men zit dus met een zeker spreiding op de aankomsttijden, die zo'n vijftal nanoseconden bedraagt: elektronische jitter.

5.3.2 minimalisatiemethode

Het spoor wordt gereconstrueerd door minimalisatie van de negatieve logaritme van de likelihoodfunctie \mathcal{L} als

$$-\log\mathcal{L} = -\log \prod_{allhits} \mathcal{L}_i = - \sum_{allhits} \log\mathcal{L}_i = - \sum_{allhits} \log P(t_i^{res}, d_i) \quad (5.2)$$

Deze procedure kan gevolgd worden met verschillende minimalisatie routines. De minimalisatiemethode die huidig gebruikt wordt binnen de AMANDA collaboratie is de Powell's kwadratische convergentie methode. In complexe likelihood parameter-ruimtes is er geen zekerheid dat een reëel globaal minimum zal gevonden worden. Meerbepaald werd in de AMANDA analyse waargenomen dat occasioneel het algoritme een neerwaarts gereconstrueerd spoor neemt en het herconstrueert tot een opgaand spoor [44]. Om dergelijke foutieve reconstructies te vermijden wordt een random multi-start schema gebruikt. Na de iteratie, gebaseerd op de first-guess fit, wordt een willekeurig spoor hypothese van het dichtste punt bij het gebeurtenis hitzwaartepunt ('event center of gravity of hits', het zwaartepunt van alle hit modules in een gebeurtenis) gebruikt als volgende first guess en de minimalisatie in alle dimensies wordt herhaald. Uit de verschillende resultaten wordt vervolgens de reconstructie met de laagste ($-\log\mathcal{L}$) genomen. Deze techniek reduceert de mogelijkheid een finaal reconstructieresultaat te bekomen dat niet overeenkomt met het globale minimum.

5.4 Niveau 1

Alvorens op niveau 2 meer gesofisticeerde gebeurtenisreconstructies te gaan maken, worden op niveau 1 de zogenaamde snelle 'first guess'-reconstructies gemaakt. In ons geval wordt hiervoor gebruik gemaakt van de reconstructie algoritmes **Direct Walk (DW)**, **Direct WIMP (WIMP)** en **JAMS**. De reden waarom men gebruik moet maken van snelle reconstructiemethodes is eenvoudigweg omwille van het feit dat men op dit niveau nog met een veel te grote hoeveelheid gebeurtenissen te maken heeft (1.456×10^9 voor het jaar 2001, zie tabel (5.3)) om voor elk ervan een tijdrovende iteratieve reconstructiemethode te kunnen gaan toepassen.

Na een grondige studie van de experimentele data genomen in 2001-2003 [45] blijkt het interessant op niveau 1 te snijden op:

- de met Direct Walk gereconstrueerde zenith hoek op $\theta_{DW} > 70^\circ$ en de multiplicity trigger (M24)

OF

- de met Direct WIMP gereconstrueerde zenith hoek op $\theta_{WIMP} > 70^\circ$

kort genoteerd als

$$(DW70\&\&M24)||WIMP70 \quad (5.3)$$

De keuze van de snede op de zenith hoeken θ kan geargumenteed worden a.d.h. van het feit dat de zon zich op de Zuidpool in het interval $67^\circ \leq \theta \leq 113^\circ$ bevindt, zie sectie

(2.2.3). Dit rechtvaardigt het snijden op de gereconstrueerde zenith hoek op $\theta > 70^\circ$. Een hardere snede wordt niet gemaakt, daar deze 'first guess' reconstructie slechts een ruwe, onnauwkeurige reconstructie van gebeurtenissen oplevert.

De reden waarom de WIMP70 nog bijgehouden wordt is dat men door de snede op de multiplicity trigger anders alle gebeurtenissen die enkel door de string trigger getriggerd worden zou weggooien. Met de WIMP70 houdt men hier nog een gedeelte van over.

De efficiëntie, het percentage overblijvende gebeurtenissen na het uitvoeren van de snede (zie sectie (5.6.2)), bedraagt op dit niveau voor de experimentele data zo'n 5.2% en voor de gesimuleerde atmosferische muonen zo'n 4.0% [34], zie ook tabel (5.3).

Voor elk van de reconstructie algoritmes DW, DWIMP en JAMS wordt de de vorm van het angulaair spectrum θ na snede (5.3) weergegeven in fig.(5.1).

Duidelijk zijn er voor elk van de reconstructie algoritmes nog heel wat gebeurtenissen aanwezig met een gereconstrueerde zenith hoek $\theta < 70^\circ$. Dit is een gevolg van het feit dat snede (5.3) een *OF criterium* inhoudt. Het kan bijvoorbeeld voorkomen dat een gebeurtenis in de WIMP reconstructie met een $\theta_{WIMP} > 70^\circ$ en in de DWIMP reconstructie met een $\theta_{DWIMP} < 70^\circ$ gereconstrueerd wordt. Deze gebeurtenis zal wegens het *OF criterium* door snede (5.3) geraken wat een gereconstrueerde gebeurtenis oplevert met een $\theta_{WIMP} > 70^\circ$, zie fig.(5.2). De situatie is anders op niveau 2, zie sectie (5.5).

5.5 Niveau 2

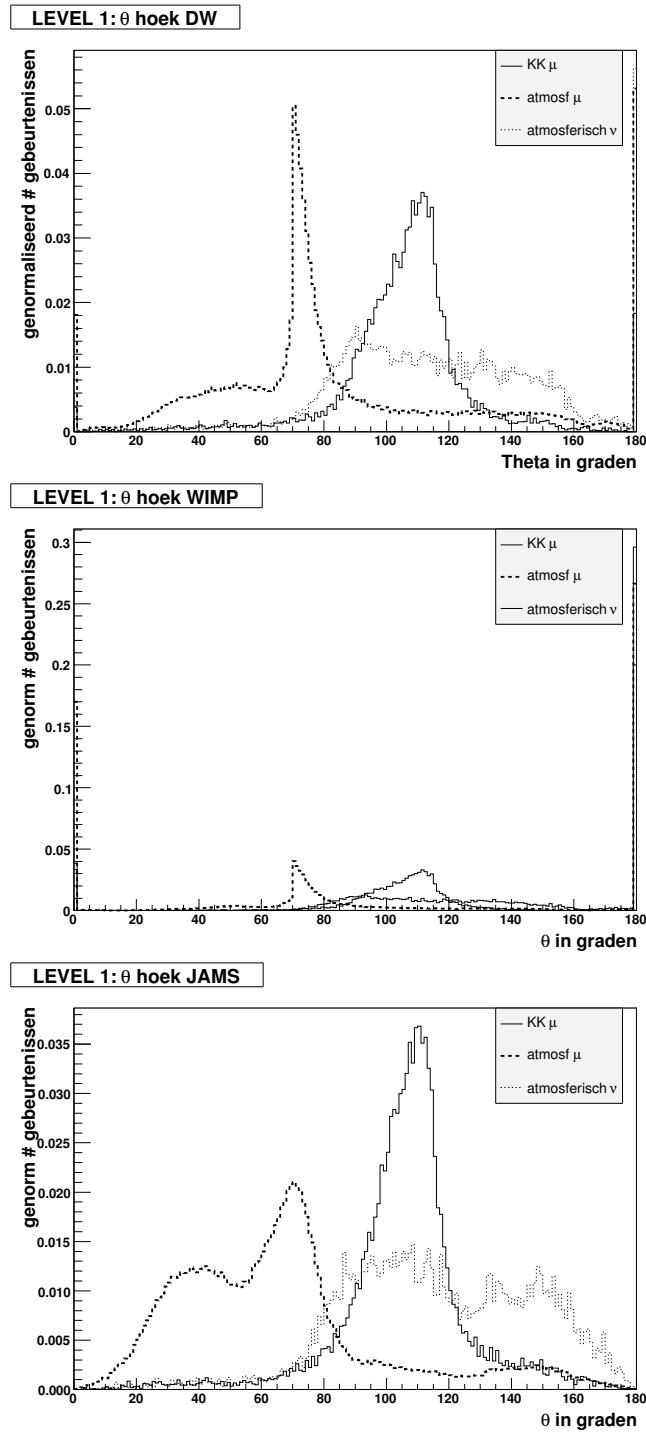
Alvorens aan de meer tijdrovende iteratieve procedures te beginnen, moet nog een re-triggering gebeuren. Dit houdt in dat men na de voorverwerking, dus na het weggooien van bijvoorbeeld slecht werkende modules, opnieuw de multiplicity en de string trigger laat triggeren. Om het groot aantal gebeurtenissen (veel te veel om voor allen de langdurige iteratieve procedures in te zetten) nog meer te reduceren wordt nog een snede op de JAMS-reconstructie gemaakt op $\theta_{JAMS} > 70^\circ$ [45].

Hierna wordt het meer gesofisticeerd, iteratief reconstructie algoritme toegepast, **32JAMS**, bestaande uit 32 iteraties. Als startpunt ervoor wordt de JAMS reconstructie gebruikt, dit omdat de JAMS de beste van de 3 algoritmes is. De 32JAMS reconstructiemethode berust op een **maximum likelihood methode**, zie sectie (5.3.1) en (5.3.2).

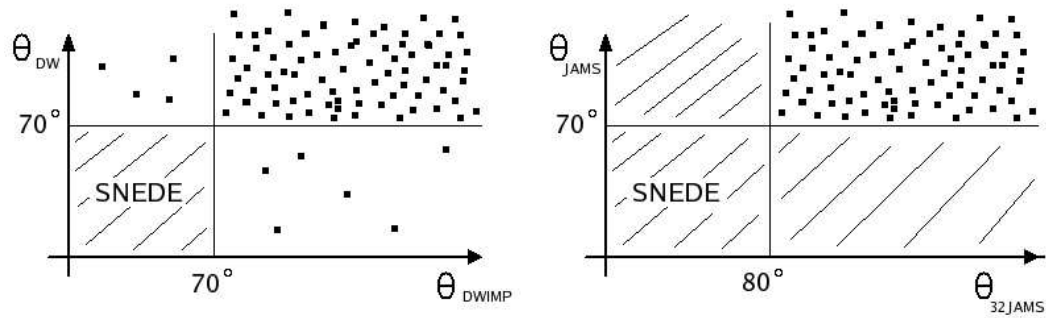
Na analyse [45] blijkt het interessant op niveau 2 te snijden op de 32JAMS-gereconstrueerde zenithhoek op $\theta_{32JAMS} > 80^\circ$. Bijgevolg houdt het eerste gedeelte van de selectie van gebeurtenissen, naast de re-triggering, op niveau 2 in :

$$(JAMS70 \& \& 32JAMS80) \tag{5.4}$$

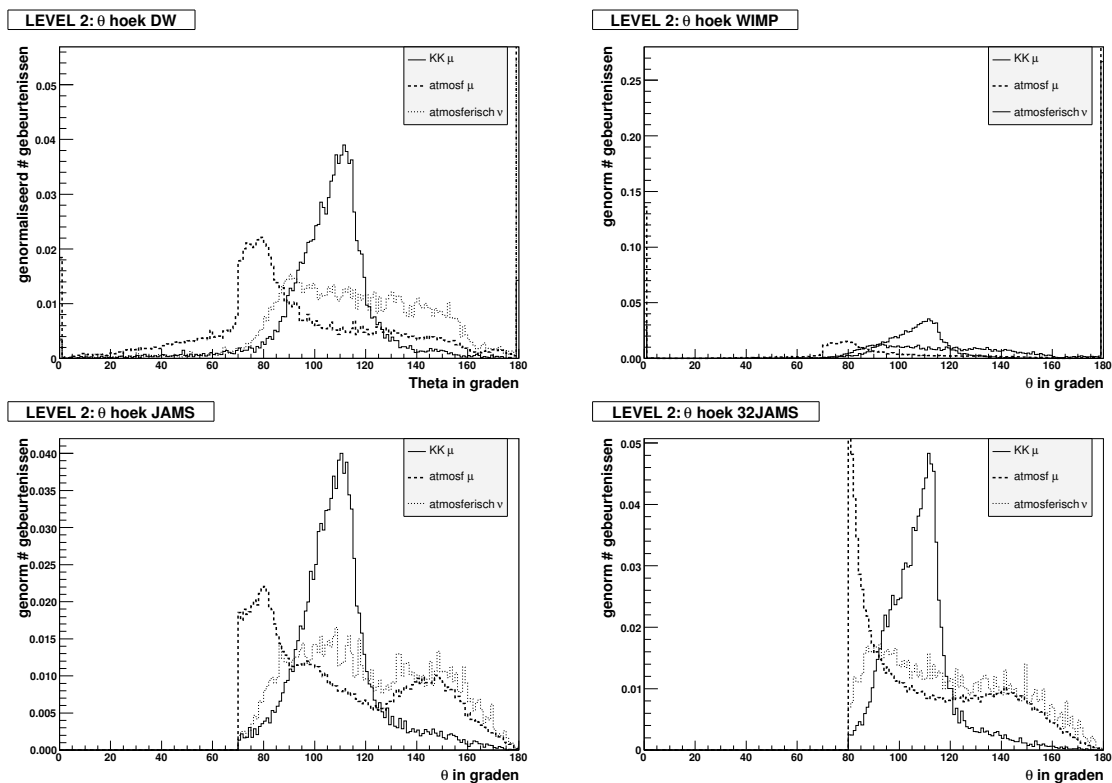
De keuze van de snedes valt opnieuw te verklaren aan de hand van de uitleg voor de keuze van de snede op niveau 1: signaal afkomstig van de zon boven de horizon heeft weinig invloed op het eindresultaat van de analyse. Dit maakt de snede op de JAMS-reconstructie op $\theta_{JAMS} > 70^\circ$ aannemelijk. Daar de 32JAMS reconstructie veel nauwkeurig is, is het gerechtvaardigd een iets hardere snede op 80° te maken.



Figuur 5.1: Angulair spectrum voor de reconstructie op niveau 1. Boven: DW. Midden: WIMP. Onder: JAMS.



Figuur 5.2: Effect van de snede op de zenith hoek verdeling van de overblijvende gebeurtenissen. Links: niveau 1. Rechts: niveau 2.



Figuur 5.3: Angular spectrum voor de reconstructie op niveau 2. Linksboven: DW. Rechtsboven: WIMP. Linksonder: JAMS. Rechtsonder: 32JAMS.

Voor elk van de reconstructie algoritmes DW, DWIMP, JAMS en 32JAMS wordt het effect van de snede (5.4) op de vorm van het angular spectrum θ in fig.(5.3) weergegeven.

Duidelijk zijn er voor de JAMS en 32JAMS reconstructie geen gebeurtenissen meer met een zenith hoek $\theta_{JAMS} < 70^\circ$ en $\theta_{32JAMS} < 80^\circ$. Dit is een gevolg van het feit dat snede (5.4) een *EN criterium* inhoudt, in tegenstelling tot de snede op niveau 1. Dit wordt schematisch voorgesteld in fig.(5.2).

Op niveau 2 worden tevens de **32PARABOLA** en de **32BAYES** reconstructies, iteratieve reconstructie algoritmen bestaande uit 32 iteraties, geconstrueerd, alsook de lijst observabelen, nodig voor de analyse op niveau 3.

De efficiëntie, het percentage overblijvende gebeurtenissen van niveau 1 na het uitvoeren van de snede (zie sectie (5.6.2)), bedraagt op dit niveau voor de experimentele data zo'n 5.6% en voor de gesimuleerde atmosferische muonen zo'n 5.9% [34]. Dit bevestigt dat de simulatie de experimentele data goed beschrijft.

5.6 Niveau 3

Niveau 3 houdt een totaal nieuwe analyse in, die voorheen nooit eerder uitgevoerd werd. Ze vormt de eigenlijke bijdrage van dit eindwerk tot de zoektocht naar Kaluza-Klein donkere materie in de zon. Op niveau 3 worden snedes bepaald aan de hand van de in niveau 2 geconstrueerde observabelen. In sectie (5.6.1) worden de belangrijkste observabelen en de belangrijkste ermee geassocieerde begrippen kort overlopen. Sectie (5.6.2) licht het gehanteerde selectie criterium nader toe. In sectie (5.6.3) worden de gemaakte snedes overlopen met een overzicht van de respectievelijke efficiënties in sectie (5.6.4). Finaal wordt in sectie (5.6.5) geverifieerd of de experimentele data effectief gefilterd is van atmosferische muonen. Voor een volledig overzicht van alle gehanteerde observabelen wordt verwezen naar de appendix.

5.6.1 Beschikbare observabelen

direct hits

Veel observabelen zijn verbonden met het begrip '*direct hits*'. Direct hits zijn hits in de modules van fotonen die niet, of haast niet, verstrooid werden. Door voor elke hit de residuele tijd, t_{res} , te definiëren door te vergelijken met de verwachte aankomst-tijd van een volledig onverstrooid foton $t_{geometrisch}$, kunnen verschillende typen hits onderscheiden worden:

1. het aantal hits dat voorkomt binnen een residuele tijd $t_{res} \leq -25ns$ vormt het aantal 'early hits'
2. het aantal hits dat voorkomt binnen een interval $-25ns \leq t_{res} \leq 75ns$ vormt het aantal 'direct hits'
3. het aantal hits dat voorkomt na een residuele tijd $75ns < t_{res}$ vormt het aantal 'late hits'

lengte van de direct hits

De lengte van de direct hits ($LDir$) is gedefinieerd als de geprojecteerde afstand tussen de eerste en de laatste direct hit op het gereconstrueerd spoor.

Reduced Log Likelihood

Een andere parameter die ook regelmatig terugkomt in de verschillende observabelen is de *gereduceerde log likelihood*, die gedefinieerd is als:

$$R(\log\mathcal{L}) = \frac{\log\mathcal{L}}{\#hits - 5} \quad (5.5)$$

De noemer is in feite niets anders dan het aantal vrijheidsgraden, zijnde het totaal aantal hits min de 6 parameters voor de positie (x, y, z), de richting van het spoor (θ, ϕ) en het tijdstip t . Deze 6 parameters zijn echter niet vrij, waardoor het totaal aantal vrijheidsgraden het aantal hits min 5 wordt.

32PARABOLA fouten ellips

Dé observabele waar in de analyse in dit hoofdstuk op gesneden wordt, is de *fouten ellips*, geconstrueerd in de 32PARABOLA reconstructie [46]. Deze observabele is echter niet zo triviaal. Haar betekenis wordt daarom hier slechts heel kort geschetst.

De minimalisatie van de likelihoodfunctie is een meerdimensionaal probleem. Volgens de theorie moet het gebied rond het minimum van de likelihoodfunctie een parabool vormen. De oppervlakte van deze parabool, begrensd door een ellips, is een maat voor de resolutie van de reconstructie.

32BAYES

Naast de 32PARABOLA reconstructie wordt op niveau 2 nog de 32BAYES reconstructie geconstrueerd. Deze laat enkel neergaande sporen toe en is dus à priori een foutieve reconstructie. Ze bewijst echter haar nut wanneer de likelihoods vergeleken worden met die van de 32JAMS reconstructie.

hit multiplicity

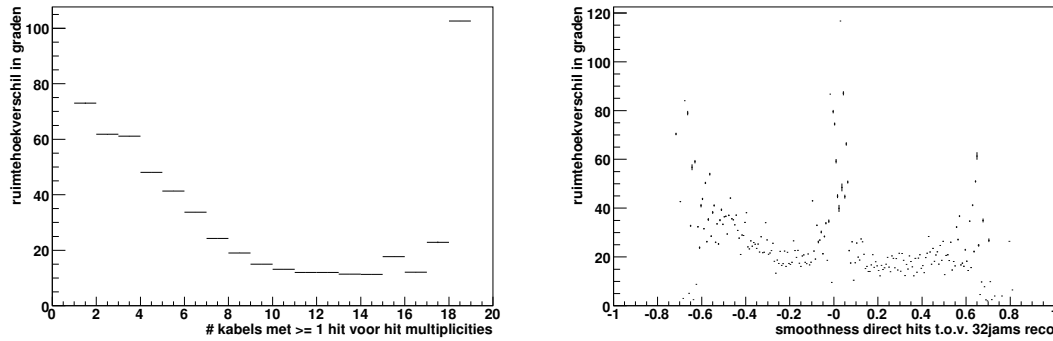
De *hit multiplicity* is het totaal aantal fotonen gedetecteerd door de OM's voor een gebeurtenis.

zwaartepunt

Het *zwaartepunt* COG (center of gravity) voor een gebeurtenis is, equivalent aan het begrip zwaartepunt voor massa's, gedefinieerd als

$$COG = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n_{hits}} \quad (5.6)$$

langsheen de x-as, met x_i de x-coördinaten en n_{hits} het aantal hits. Uiteraard is dit analoog voor de y- en z-as, met het coördinatenstelsel zoals beschreven in sectie (3.2.2).



Figuur 5.4: Links: # kabels met ≥ 1 hit voor hit multiplicities tegenover het ruimtehoekverschil tussen KK-muon en gereconstrueerd KK-muon (800GeV). Voorbeeld van een goede observabele. Op het eerste gezicht zou men bijvoorbeeld alle gebeurtenissen links van positie 10 kunnen weggooien. Rechts: zwaartepunt langsheen de x-as tegenover het ruimtehoekverschil tussen KK-muon en gereconstrueerd KK-muon. Voorbeeld van een (op het eerste gezicht) slechte observabele. Door een snede te maken vanaf een zeker x-positie werpt men hoe dan ook steeds een hele hoeveelheid goed gereconstrueerde gebeurtenissen weg, tenzij men de absolute waarde van de observabele gaat beschouwen, waardoor de observabel dan plots wel interessant wordt.

Selectie van observabelen

Niet elk van de in totaal 26 observabelen is even interessant om op te snijden. Om de meer relevante van de minder relevante te scheiden is het interessant de KK-, atmosferische muonen en atmosferische neutrino simulatie uit te zetten enerzijds t.o.v. het ruimtehoekverschil $\Delta\Phi$ en anderzijds t.o.v. het zenith hoek verschil $\Delta\theta$ tussen muon en gereconstrueerd muon. Hoe lager dit verschil, hoe beter de reconstructie. De observabelen waarvan de grafieken een duidelijke stijgende of dalende trend vertonen zijn uiterst geschikt voor het maken van snedes. Immers men kan gemakkelijk bijvoorbeeld alle gebeurtenissen links van een zekere x-waarde elimineren als men stelt dat vanaf deze positie het verschil tussen echt en gereconstrueerd spoor een te slechte overeenkomst vertoont. Deze observabelen worden geselecteerd voor de verdere analyse. Ter illustratie wordt in fig.(5.4) respectievelijk een observabele die in aanmerking komt en een die (op het eerste gezicht) niet in aanmerking komt, weergegeven, namelijk het # kabels met ≥ 1 hit voor hit multiplicities en het zwaartepunt langsheen de x-as.

Echter, geen van de observabelen blijkt werkelijk oninteressant. Enkel moeten sommige observabelen gecombineerd worden of moet enkel hun absolute waarde beschouwd worden, om hun nut volledig tot uiting te doen komen. Een voorbeeld van zo'n gecombineerde observabele is het zwaartepunt $z = \sqrt{x_{COG}^2 + y_{COG}^2 + z_{COG}^2}$ van een gebeurtenis, met x_{COG} , y_{COG} en z_{COG} de zwaartepunten van de gebeurtenis langsheen de x, y en z-as. Een voorbeeld van een observabele waarvan het beter is de absolute waarde te beschouwen, is eveneens het zwaartepunt x_{COG} , symmetrisch verdeel rond 0, zoals te zien in fig.(5.4).

5.6.2 Selectie criterium

Om enig signaal te zien uitsteken boven een gigantische hoeveelheid achtergrondgebeurtenissen moet men de signaal-over-ruisverhouding pogen te maximaliseren. Dit wordt getracht aan de hand van toepassing van snedes. Onder een snede wordt verstaan het wegwerpen van gebeurtenissen die aan een bepaalde voorwaarde voldoen. Hierbij wordt uiteraard gezocht naar snedes die een groot aantal achtergrond-muonen en slechts een klein aantal signaal-muonen weggooien.

Het gehanteerde criterium in haast elke analyse voor het vinden van de optimale positie x_{snede} om voor een observabele X op te snijden maakt gebruik van het begrip **efficiëntie** van een snede, gedefinieerd als

$$\epsilon(x_{snede}) = \frac{N(X \geq x_{snede})}{N(X)} \quad (5.7)$$

als men alles kleiner dan x_{snede} wegsnijdt en

$$\epsilon(x_{snede}) = \frac{N(X < x_{snede})}{N(X)} \quad (5.8)$$

als men alles groter dan x_{snede} wegsnijdt. Met N het aantal gebeurtenissen. De efficiëntie van een snede is het percentage overblijvende gebeurtenissen na het uitvoeren van de snede.

Aldus kan men voor een hypothetische snede de corresponderende efficiënties voor het signaal, de atmosferische muonen, de atmosferische neutrino's en de experimentele data bepalen. Duidelijk is het de bedoeling die voor het signaal zo hoog mogelijk en die voor de atmosferische muon achtergrond, waar dit hoofdstuk op gericht is, zo klein mogelijk te maken. Dit is equivalent met het streven naar een zo groot mogelijke χ -waarde, gedefinieerd als:

$$\chi = \epsilon_s \cdot (1 - \epsilon_b) \quad (5.9)$$

Waar met ϵ_b in essentie de efficiëntie voor de atmosferische muonen, de achtergrond van belang op dit niveau, bedoeld worden met ϵ_s de efficiëntie voor de KK-muonen. Voor de analyse op niveau 3 van deze eindverhandeling wordt gebruik gemaakt van dit χ -selectie criterium. Echter, in de analyse wordt niet geoptimaliseerd op de atmosferische muonachtergrond, maar wordt de experimentele data als achtergrond gebruikt. Dit komt neer op het in vgl.(5.9) vervangen van ϵ_b door $\epsilon_{exp\ data}$, de efficiëntie van de snede voor de experimentele data. De reden hiertoe is dat men op niveau 2, in vergelijking met experimentele data gebeurtenissen, over relatief weinig atmosferische muon gebeurtenissen beschikt. Zo weinig zelfs dat men riskeert bij optimalisatie op de atmosferische muonen, de optimale snedebepaling te laten afhangen van statistische fluctuaties, voornamelijk dan bij de laatste snedes, wanneer er haast geen atmosferische muon gebeurtenissen meer overblijven. Door te optimaliseren op de experimentele data, waarvoor men over veel meer statistiek beschikt, kan men dit voorkomen. Het optimaliseren op de experimentele data in plaats van op de atmosferische muonen kan op dit niveau bovendien niet echt veel kwaad daar de experimentele data hier nog grotendeels gedomineerd wordt door atmosferische muon gebeurtenissen. Dit is ook duidelijk

zichtbaar in de geconstrueerde histogrammen. In het begin vallen de curven van atmosferische muonen en experimentele data praktische samen voor elke observabele, zoals te zien is in de bovenste grafieken van fig.(5.5) en (5.6), respectievelijk na snede 1 en 2 op niveau 3. Naarmate de snedeniveau's vorderen wordt dit effect uiteraard minder waarneembaar. Zoals zou moeten !

Voor een bepaalde observabele moet men dus op zoek gaan naar het punt waarvoor deze χ maximaal wordt om de beste snede op deze observabele te kunnen vastleggen. Deze beste χ wordt bepaald door voor signaal, atmosferische muonen en experimentele data de observabelen in een histogram uit te zetten. Vervolgens wordt iteratief van links naar rechts, de x -waarde overeenkomstig met de eerste bin, de tweede, de derde, enz. tot de laatste als hypothetische x_{snede} gekozen en de corresponderende efficiëntie bepaald aan de hand van vgl.(5.7). Telkens wordt met de bekomen waarden de χ berekend en opgeslagen in een lijst. Aan het eind van de procedure wordt de maximale χ -waarde en de bijbehorende x_{snede} als optimale snedepositie opgeslagen. Bevindt het signaal zich grotendeels aan de andere kant van de achtergrond, dan wordt dezelfde procedure gevolgd, dit keer uiteraard beginnend aan de andere zijde en met de efficiënties berekend aan de hand van vgl. (5.8). Ter illustratie van hoe te werk gegaan wordt is in fig.(5.5) en (5.6) een voorbeeld weergegeven van het effect op signaal en achtergrond van het snijden op een optimale χ -waarde.

Voor alle observabelen worden de χ -waarden aldus berekend en opgeslagen in een lijst. De observabele met de hoogste χ -waarde wordt gekozen als zijnde de beste observabele om op snijden. Na het toepassen van deze beste snede, wordt bovenstaande procedure van begin af aan opnieuw doorlopen om zo de volgende beste snede te bepalen. Aldus wordt iteratief het gewenste resultaat bekomen.

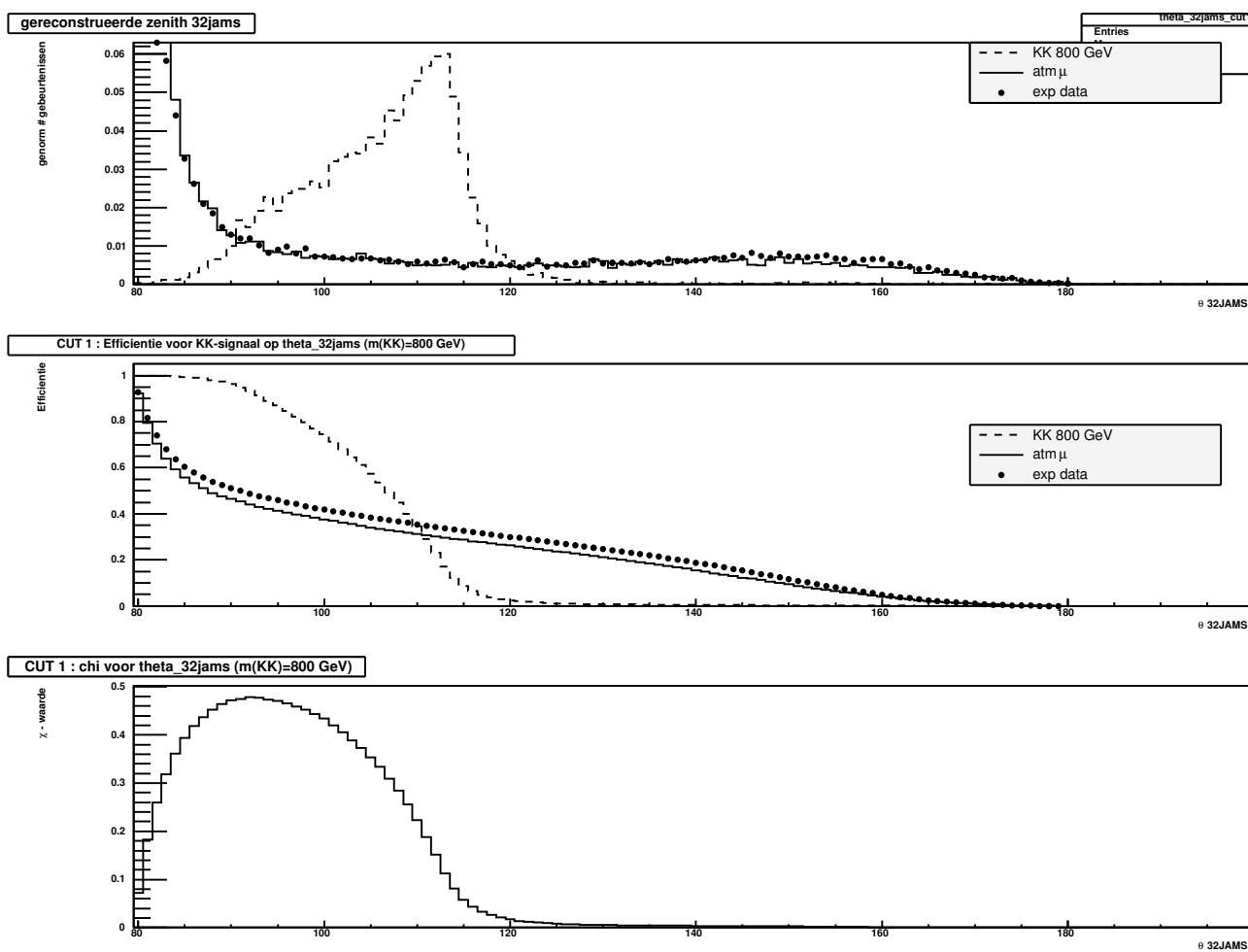
Het χ -criterium dat in deze analyse gehanteerd wordt, levert zogenaamde *zachte snedes* op omdat in elk van de gevallen slechts een relatief beperkt aantal gebeurtenissen wordt verwijderd. Vandaar dat men op niveau 3 wel te maken heeft met een veel groter aantal snedes : zo'n negen in totaal.

Doorheen de analyse wordt het χ -criterium echter niet blind gevolgd. Eerder wordt dit selectiecriterium als rode draad gebruikt. Voor bepaalde snedes, zoals snede 2, 3 en 9, worden andere observabelen verkozen dan die aangewezen door de automatische χ -procedure. Elk van deze keuzes wordt verder in dit hoordstuk gestaafd met de nodige argumentatie.

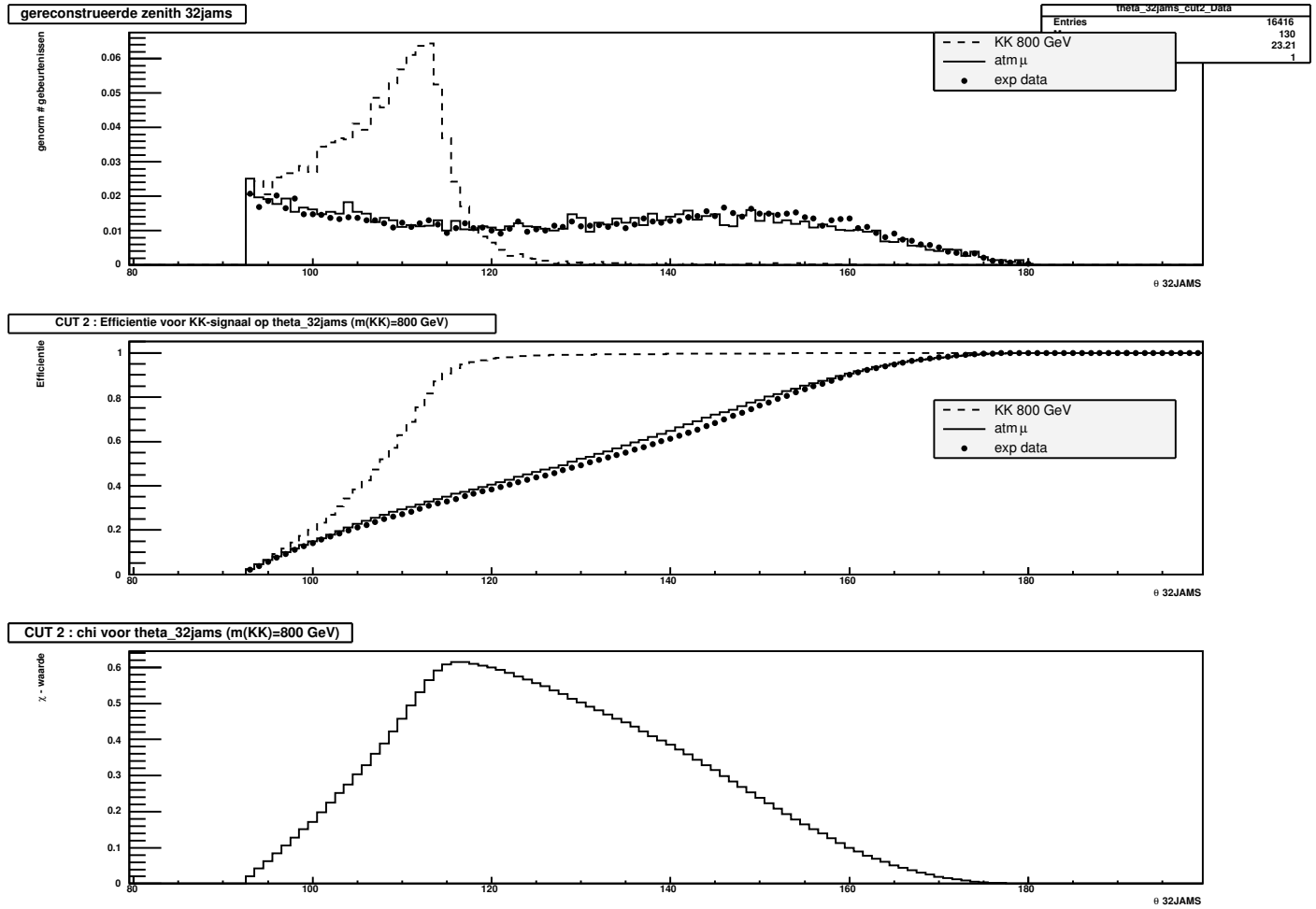
5.6.3 Snedes

In deze sectie worden de verschillende filterniveau's en de bijbehorende observabelen waarop gesneden wordt overlopen. De meest optimale snedes die uit de analyse volgen in volgorde van voorkomen zijn:

1. fouten ellips 32PARA: $\sigma_{32PARA} < 0.0078$
2. gereconstrueerde zenith hoek 32JAMS: $\theta_{32JAMS} \geq 92.5$
3. gereconstrueerde zenith hoek 32JAMS: $\theta_{32JAMS} < 116.5$
4. fouten ellips 32PARA: $\sigma_{32PARA} < 0.0042$



Figuur 5.5: Boven: θ_{32JAMS} voor experimentele data na eerste snede, atmosferische muonen en KK-sigitaal. Midden: corresponderende efficiënties voor elke x-positie. Onder: χ -waarde voor elke x-positie



Figuur 5.6: Boven: θ_{32JAMS} voor experimentele data na tweede snede, atmosferische muonen en KK-sigitaal. Midden: corresponderende efficiënties voor elke x-positie. Onder: χ -waarde voor elke x-positie

	$\epsilon_{exp\ data}$	ϵ_{KK}	$\epsilon_{atm\ muon}$	χ
$RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES}$	0.322866	0.739679	0.421635	0.500862
θ_{32JAMS}	0.467967	0.932	0.407735	0.495855

Tabel 5.1: parameters voor snede 2 op $RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES}$ of θ_{32JAMS}

5. # kabels met direct hits t.o.v. 32JAMS: $StrDir_{32JAMS} \geq 3.5$
6. verschil reduced log Likelihood 32JAMS en 32BAYES:
 $RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES} < -1.225$
7. fouten ellips 32PARA: $\sigma_{32PARA} < 0.0028$
8. gemiddelde afstand kwadraat hit-spoor (direct hits) t.o.v. 32JAMS:
 $\rho_{32JAMS}^2 < 716.5$
9. fouten ellips 32PARA: $\sigma_{32PARA} < 0.002$

De bijbehorende efficiënties worden samengevat in tabel (5.3).

snede 1: fouten ellips

Voor de eerste snede blijkt het optimaal te zijn te snijden op de fouten ellips van de 32PARABOLA reconstructie, meer bepaald op

$$\sigma_{32PARA} < 0.0078 \quad (5.10)$$

snede 2: 32JAMS gereconstrueerde zenith hoek θ_{32JAMS}

Voor de tweede snede blijkt het volgens de automatische χ -procedure optimaal te zijn te snijden op het verschil tussen de gereduceerde log Likelihood van de 32JAMS en de 32 BAYES reconstructies, meer bepaald op

$$RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES} < -1.275 \quad (5.11)$$

Echter, deze snede wordt niet gevolgd. Eerder wordt verkozen te snijden op de eerstvolgende in de rij van de χ -waarden, namelijk op de 32JAMS gereconstrueerde zenith hoek θ_{32JAMS} , meer bepaald op

$$\theta_{32JAMS} \geq 92.5 \quad (5.12)$$

De parameters voor beide observabelen die uit de automatische procedure volgen worden voorgesteld in tabel (5.1).

Voor bovenstaande keuze zijn er essentieel drie redenen:

1. Voor de θ_{32JAMS} komen de efficiënties voor de atmosferische muonen en de experimentele data beter overeen. Simulatie en experimentele data lijken elkaar dus beter te beschrijven. Het is daarom veiliger om op deze observabele te snijden.

	$\epsilon_{exp\ data}$	ϵ_{KK}	$\epsilon_{atm\ muon}$	χ
# kabels met direct hits t.o.v. 32JAMS	0.224504	0.837117	0.15303	0.64918
θ_{32JAMS}	0.370858	0.932071	0.408788	0.586405

Tabel 5.2: parameters voor snede 3 op # kabels met direct hits t.o.v. 32JAMS of θ_{32JAMS}

2. Hoewel de χ -waarde er lager voor ligt, ligt de efficiëntie voor het KK-sigitaal hoger voor de θ_{32JAMS} dan voor de $RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES}$. Door te snijden op de θ_{32JAMS} wordt er meer KK-sigitaal behouden.
3. Doorheen de procedure is het opvallend dat de twee observabelen qua efficiënties en χ -waarden steeds dicht bij elkaar liggen. De keuze in de automatische procedure tussen of de ene, of de andere, zou dus even goed kunnen afhangen van statistische fluctuaties. In die zin heeft men een zekere vrijheid zelf te kiezen tussen de θ_{32JAMS} of de $RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES}$ observabele. Wegens punten 1. en 2. kiest men voor de θ_{32JAMS} in dit geval.

snede 3: 32JAMS gereconstrueerde zenith hoek θ_{32JAMS}

Voor de derde snede blijkt het volgens de automatische χ -procedure optimaal te zijn te snijden op het # kabels met direct hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie, meer bepaald op

$$StringDir32JAMS \geq 3.5 \quad (5.13)$$

Echter, deze snede wordt niet gevolgd. Eerder wordt verkozen te snijden op de eerstvolgende in de rij van de χ -waarden, namelijk op de 32JAMS gereconstrueerde zenith hoek θ_{32JAMS} , deze keer op

$$\theta_{32JAMS} < 116.5 \quad (5.14)$$

De parameters voor beide observabelen die uit de automatische procedure volgen worden voorgesteld in onderstaande tabel

Voor bovenstaande keuze zijn opnieuw essentieel drie redenen:

1. Voor de θ_{32JAMS} komen de efficiënties voor de atmosferische muonen en de experimentele data beter overeen. Simulatie en experimentele data lijken elkaar dus beter te beschrijven. Het is daarom veiliger om op deze observabele te snijden.
2. Hoewel de χ -waarde er lager voor ligt, ligt de efficiëntie voor het KK-sigitaal hoger voor de θ_{32JAMS} dan voor het # kabels met direct hits t.o.v. 32JAMS. Door te snijden op de θ_{32JAMS} wordt er meer KK-sigitaal behouden.
3. De snede op de θ_{32JAMS} is een natuurlijke snede, daar men, gezien de voorgaande snede, hier in feite een venster op de hemel neemt: $92.5^\circ \leq \theta_{32JAMS} < 116.5^\circ$. Zoals reeds gezegd bevindt de zon zich, wanneer ze zich onder de horizon bevindt, tussen de $90^\circ - 113^\circ$.

sneede 4: fouten ellips

Voor de vierde sneede blijkt het optimaal te zijn opnieuw te snijden op de fouten ellips van de 32PARABOLA reconstructie, meer bepaald op

$$\sigma_{32PARA} < 0.0042 \quad (5.15)$$

Dat de allereerste observabele hier opnieuw verschijnt hoeft niet zorgwekkend te zijn. Daar de meeste observabelen in zekere mate gecorreleerd zijn is het mogelijk dat na het maken van een sneede op de ene, een andere observabele plots weer krachtig wordt om de volgende sneede op te maken. Bovendien werd reeds aangehaald dat het χ -criterium zachte snedes oplevert, waardoor de kans veel groter wordt dat een observabele meerdere malen voorkomt.

sneede 5: # kabels met direct hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie

Voor de vijfde sneede blijkt het optimaal te zijn te snijden op het # kabels met direct hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie, meer bepaald op

$$StrDir32JAMS \geq 3.5 \quad (5.16)$$

sneede 6: $RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES}$

Voor de zesde sneede blijkt het optimaal te zijn te snijden op het verschil tussen de gereduceerde Log Likelihoods van de 32JAMS en de 32BAYES reconstructie, meer bepaald op

$$RLogLH_{32JAMS} - RLogLH_{32BAYES} < -1.225 \quad (5.17)$$

sneede 7: fouten ellips

Voor de zevende sneede blijkt het optimaal te zijn opnieuw te snijden op de fouten ellips van de 32PARABOLA reconstructie, meer bepaald op

$$\sigma_{32PARA} < 0.0028 \quad (5.18)$$

sneede 8: gemiddelde afstand kwadraat hit-spoor (direct hits) t.o.v. 32 jams reconstructie

Voor de achtste sneede blijkt het optimaal te zijn te snijden op de gemiddelde afstand in het kwadraat tussen de direct hits en het spoor gereconstrueerd door de 32JAMS reconstructie, meer bepaald op

$$\rho_{32JAMS}^2 < 716.5 \quad (5.19)$$

sneede 9: fouten ellips

De laatste, negende sneede wordt weer subtieler bepaald. Volgt men de automatische χ -procedure, dan levert deze op dit niveau nog twee snedes, namelijk een op de 32JAMS gereconstrueerde zenith hoek θ_{32JAMS} en een op de gemiddelde afstand tussen de direct hits en het spoor gereconstrueerd door de 32JAMS reconstructie, meer bepaald

$$\theta_{32JAMS} \geq 102.5 \quad (5.20)$$

$$\rho_{32JAMS}^2 < 550.5 \quad (5.21)$$

Echter, deze snedes worden niet gevolgd. Eerder wordt verkozen opnieuw te snijden op de fouten ellips, deze keer op

$$\sigma_{32PARA} < 0.002 \quad (5.22)$$

Hiervoor waren opnieuw essentieel drie redenen:

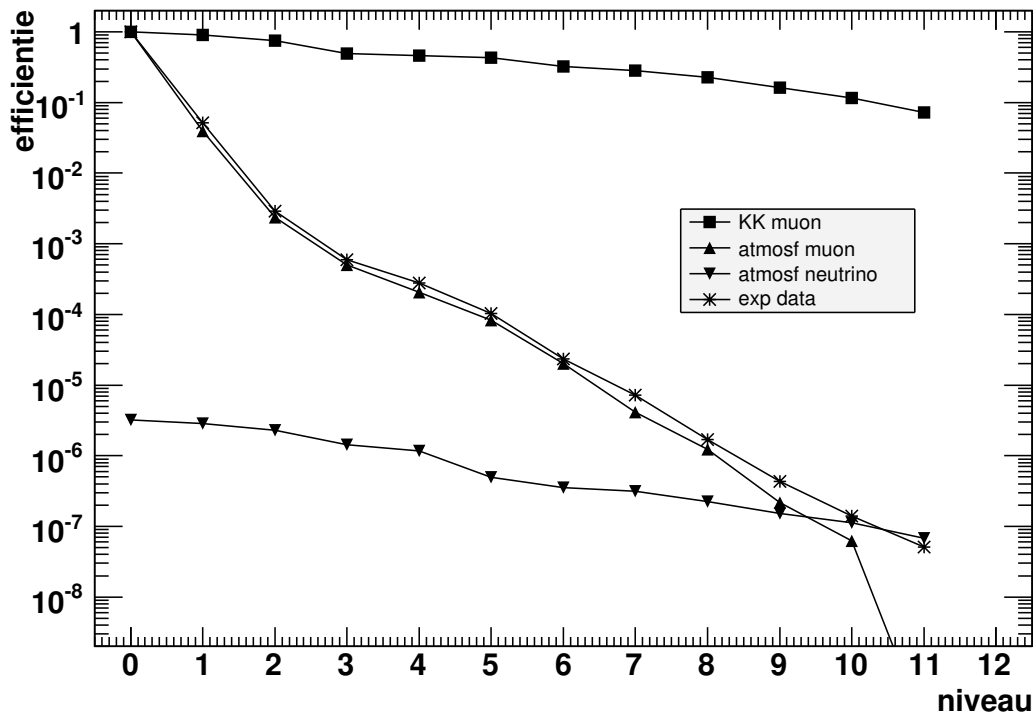
1. Het verschil in χ -waarden tussen de sneede op de θ_{32JAMS} en die op de fouten ellips is niet gigantisch groot: $\chi_\theta = 0.404186$ en $\chi_{ellips} = 0.401063$. Bovendien weet men op dit niveau toch niet echt zeker of men op fysica dan niet op statistische fluctuaties aan het optimaliseren is. Het χ -criterium blindelings volgen kan dan gevaarlijk worden.
2. Na de sneede op de fouten ellips blijven, in tegenstelling tot na de twee oorspronkelijke snedes, geen atmosferische muon gebeurtenissen meer over.
3. Men vermijdt beter het θ -venster te klein te maken. De zenith hoek θ is immers een interessante observabele om aan het einde van de analyse de experimentele data te gaan vergelijken met de atmosferische neutrino's, zie sectie (5.6.5). Bovendien is ze een van de belangrijkste parameters om in een volgende fase de atmosferische neutrino's uit de experimentele data te verwijderen.

5.6.4 Verloop efficiënties

Het verloop van de totale efficiënties met de verschillende filterniveau's wordt samengevat in tabel (5.3) en grafisch weergegeven in fig.(5.7)

5.6.5 Experimentele data gefilterd van atmosferische muon-achtergrond: verificatie

In een laatste stap moet nagegaan worden of de data gezuiverd is van alle atmosferische muon gebeurtenissen. Tabel (5.3) geeft reeds een eerste indicatie dat dit effectief het geval is: het aantal experimentele data gebeurtenissen is gereduceerd met een factor 10^7 , de atmosferische muonen met een factor 10^8 (het KK-sigitaal gelukkig slechts met een factor 10^2). Bovendien toont ze dat na sneede 9 het aantal experimentele datagebeurtenissen overeenkomt met het aantal atmosferische neutrino gebeurtenissen. De



Figuur 5.7: De totale efficiënties met verloop van de verschillende snede niveaus. De efficiënties van de atmosferische neutrino's zijn genormaliseerd op het aantal getriggerde experimentele data gebeurtenissen op niveau 0.

	KK	atmosf ν	atmosf μ	exp data
N_{trigg}	1.742×10^7	4.658×10^3	3.233×10^7	1.456×10^9
ϵ_0	1	1	1	1
ϵ_1	0.898	0.889	3.96×10^{-2}	5.19×10^{-2}
ϵ_2	0.747	0.713	2.35×10^{-3}	2.92×10^{-3}
$\epsilon_3 : \sigma_{32PARA} < 0.0078$	0.497	0.452	5.01×10^{-4}	5.94×10^{-4}
$\epsilon_4 : \theta_{32JAMS} \geq 92.5$	0.463	0.369	2.04×10^{-4}	2.78×10^{-4}
$\epsilon_5 : \theta_{32JAMS} < 116.5$	0.432	0.155	8.34×10^{-5}	1.03×10^{-4}
$\epsilon_6 : \sigma_{32PARA} < 0.0042$	0.322	0.111	2.00×10^{-5}	2.35×10^{-5}
$\epsilon_7 : StrDir32JAMS \geq 3.5$	0.283	9.78×10^{-2}	4.11×10^{-6}	7.20×10^{-6}
$\epsilon_8 : RLogLH_{32JAMS-32BAYES} < -1.225$	0.228	6.99×10^{-2}	1.24×10^{-6}	1.68×10^{-6}
$\epsilon_9 : \sigma_{32PARA} < 0.0028$	0.162	4.77×10^{-2}	2.16×10^{-7}	4.35×10^{-7}
$\epsilon_{10} : \rho_{32JAMS}^2 < 716.5$	0.115	3.49×10^{-2}	6.19×10^{-8}	1.40×10^{-7}
$\epsilon_{11} : \sigma_{32PARA} < 0.002$	7.20×10^{-2}	2.11×10^{-2}	0	5.08×10^{-8}
N_{finaal}	1.261×10^6	98	0	74

Tabel 5.3: Verloop van de efficiënties. N_{trigg} is het totaal aantal getriggerde gebeurtenissen op niveau 0. N_{finaal} is het totaal aantal overblijvende gebeurtenissen na de 9 snedes.

onzekerheid op de neutrino flux bedraagt zo'n 20%, wat compatibel is met de experimentele data binnen de statistische fouten. Deeltjesaantallen geven echter zoals gezegd enkel een goede indicatie, maar geen garantie. Om zeker te zijn moet men na alle snedes uitgevoerd te hebben de experimentele data gaan vergelijken met het atmosferisch neutrino signaal. Normaliter zouden deze nu moeten overeenkomen, indien er in de data geen KK-signaal of iets anders onbekends zit.

In figuren (5.8) en (5.9) worden respectievelijk na snede 8 en 9 voor acht observabelen de experimentele data, de atmosferische neutrino en de KK-histogrammen uitgezet. Uit deze figuren blijkt dat na toepassing van de snedes de experimentele data overeenkomt met de atmosferische neutrino's. Men mag dus besluiten dat na de negen toegepaste filterniveau's er geen atmosferische muonen in de experimentele data meer te vinden zijn.

De efficiëntie voor het signaal bedraagt slechts 7%, wat relatief weinig is gezien de resultaten uit [20], waar die voor de zoektocht naar neutralino's met de AMANDA-II gegevens van het jaar 2001 typisch rond de 30% ligt.

Op basis van de azimuthale hoek verdeling kan men besluiten dat de Monte Carlo simulatie begrepen is daar er een goed overeenkomst is tussen de atmosferische neutrino's en de experimentele data, zowel na snede 8 als na snede 9. De zenith hoeken zijn ook zoals verwacht en de experimentele data lijkt goed overeen te komen met de atmosferische neutrino simulatie.

Het aantal kables met direct hits voor experimentele data en atmosferische neutrino's is erg verschillend na snede 8. Er is in de data een exces aan korte sporen wat misschien te wijten is aan de atmosferische muonen. Na snede 9 lijkt echter alles

weer in orde te zijn. Een analoog verschijnsel treedt op bij de lengte van de direct hits. De verdelingen van de fouten ellips zijn voor experimentele data en atmosferische neutrino's nogal verschillend, zelfs na de laatste snede. Het lijkt dat na de 9e snede de fout groter is in de experimentele data dan in de atmosferische neutrino simulatie. Dit is weliswaar geen groot effect en wijst eerder op een klein gebrek in de simulatie van de spoorreconstructie.

5.7 Generatie volume

In de simulatie van de KK-gebeurtenissen wordt elke geladen stroom neutrino interactie vertex van elke gesimuleerde gebeurtenis uniform geplaatst in een zeker volume rond de detector. De oriëntatie en grootte van dit volume hangt af van de richting van het neutrino, m.a.w. elke gebeurtenis heeft zijn eigen **generatievolume** V_{gen} , gedefinieerd als

$$V_{gen} = L \times B \times H \quad (5.23)$$

met L, B en H de lengte, breedte en hoogte van het volume.

Voor de KK-simulatie in deze analyse bedraagt het gemiddelde generatievolume $5.2621 \times 10^8 m^3$.

5.8 Effectief volume

Het **effectief volume** V_{eff} is een maat voor de efficiëntie van de detector voor het KK-sigitaal en kan beschouwd worden als de grootte van het gebied waarin de detector perfect is. Met perfect bedoeld men dat elke gebeurtenis die hierin voorkomt getriggerd én geselecteerd wordt.

Het effectief volume van de detector op elk snedeniveau L_i wordt gegeven door::

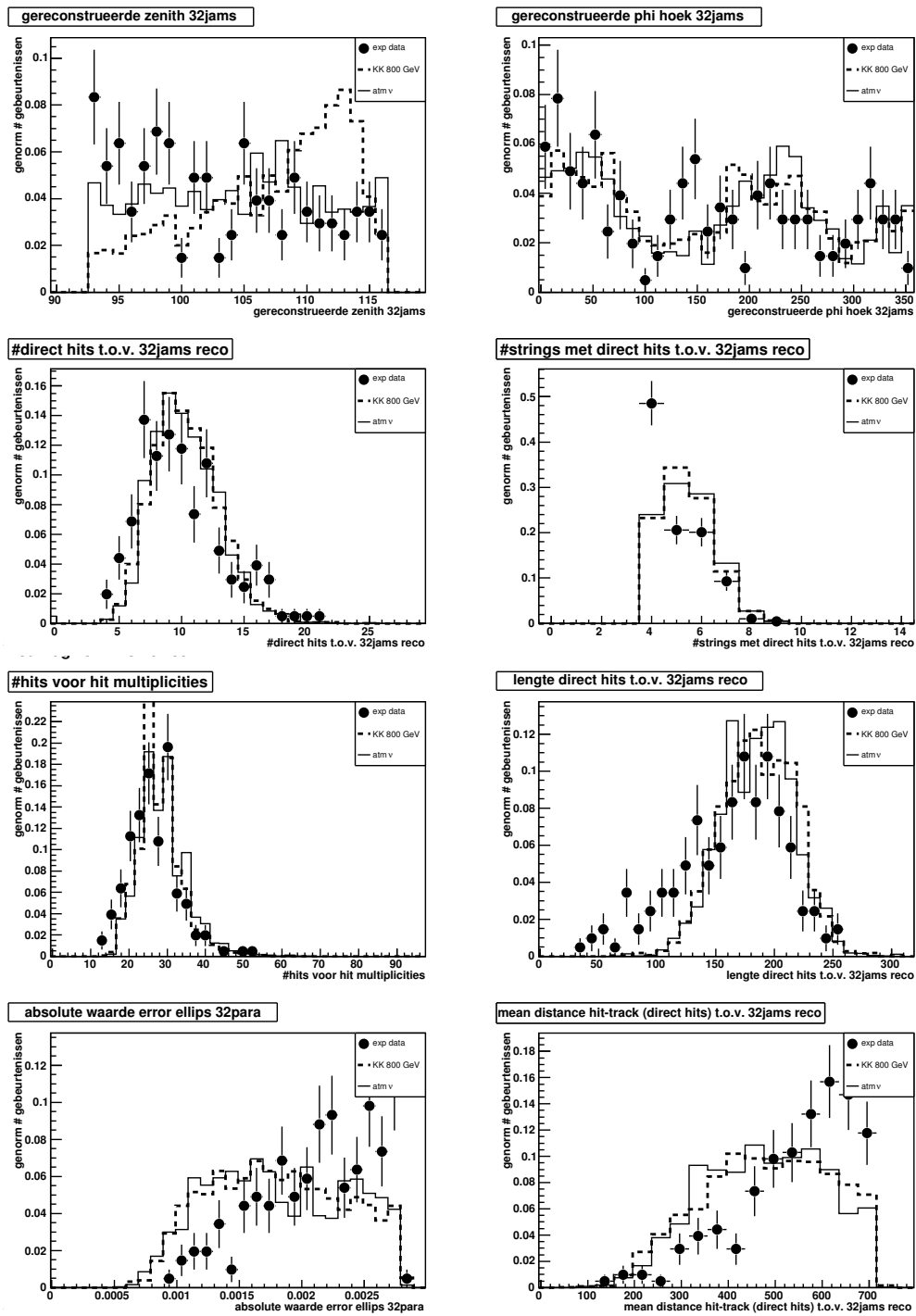
$$V_{eff}^{L_i} = \frac{1}{N_{gen}} \sum_{j=1}^{N_{gen}} \delta_j^{L_i} V_{gen,j} \quad (5.24)$$

met N_{gen} het totaal aantal gegenereerde gebeurtenissen, $\delta_j^{L_i}$ die instaat voor de al dan niet selectie van een gebeurtenis op niveau L_i , en $V_{gen,j}$ het generatievolume voor de gebeurtenis.

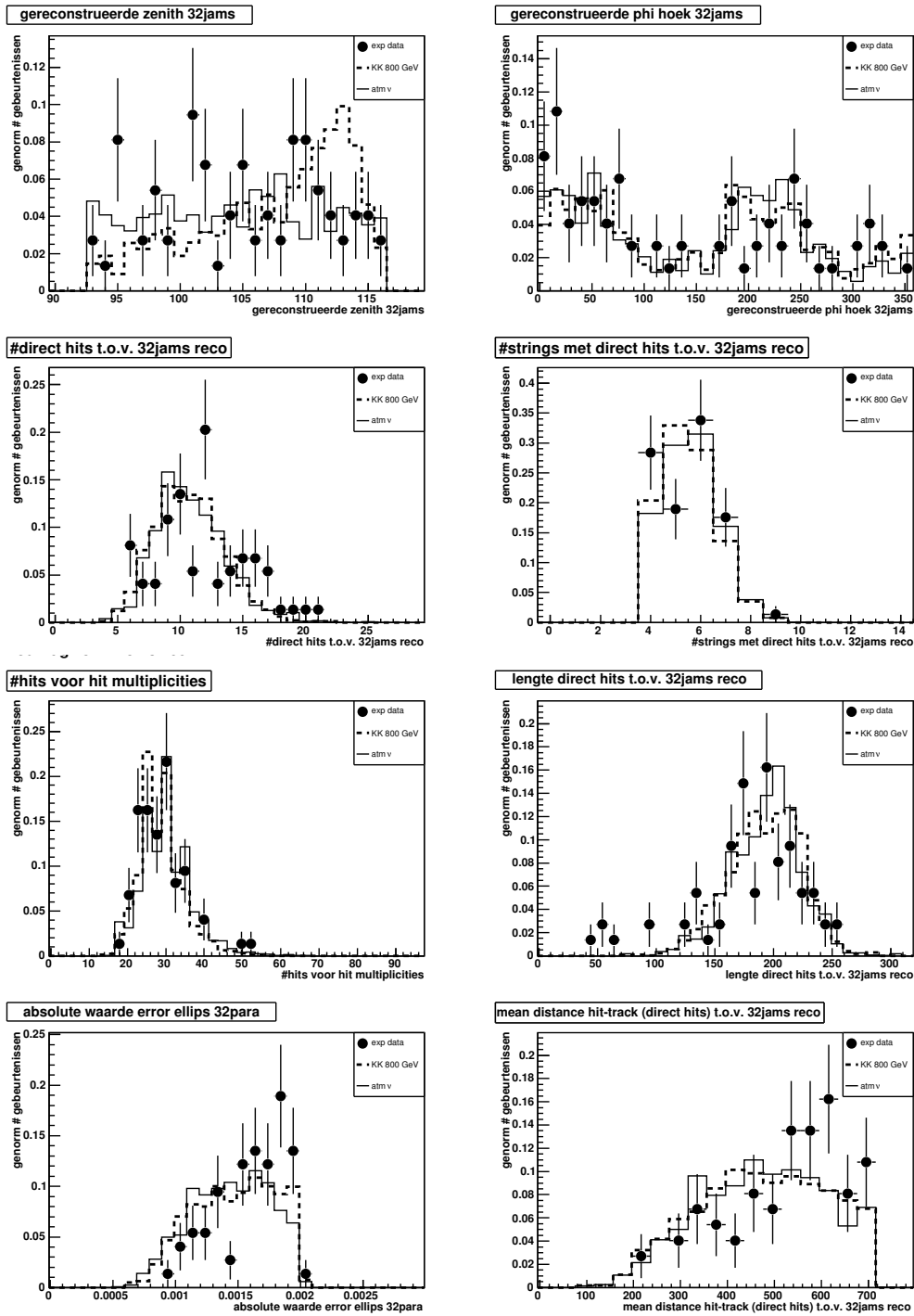
Het verloop van het effectief volume doorheen de verschillende filterniveau's wordt gegeven in tabel (5.4) en fig(5.10).

	generatie volume (m^3)
	5.2621×10^8
niveau	effectief volume (m^3)
L_0	1.26243×10^7
L_1	1.13379×10^7
L_2	9.44524×10^6
L_3	6.28627×10^6
L_4	5.88471×10^6
L_5	5.47867×10^6
L_6	4.08341×10^6
L_7	3.59958×10^6
L_8	2.89964×10^6
L_9	2.06365×10^6
L_{10}	1.46347×10^6
L_{11}	9.22048×10^5

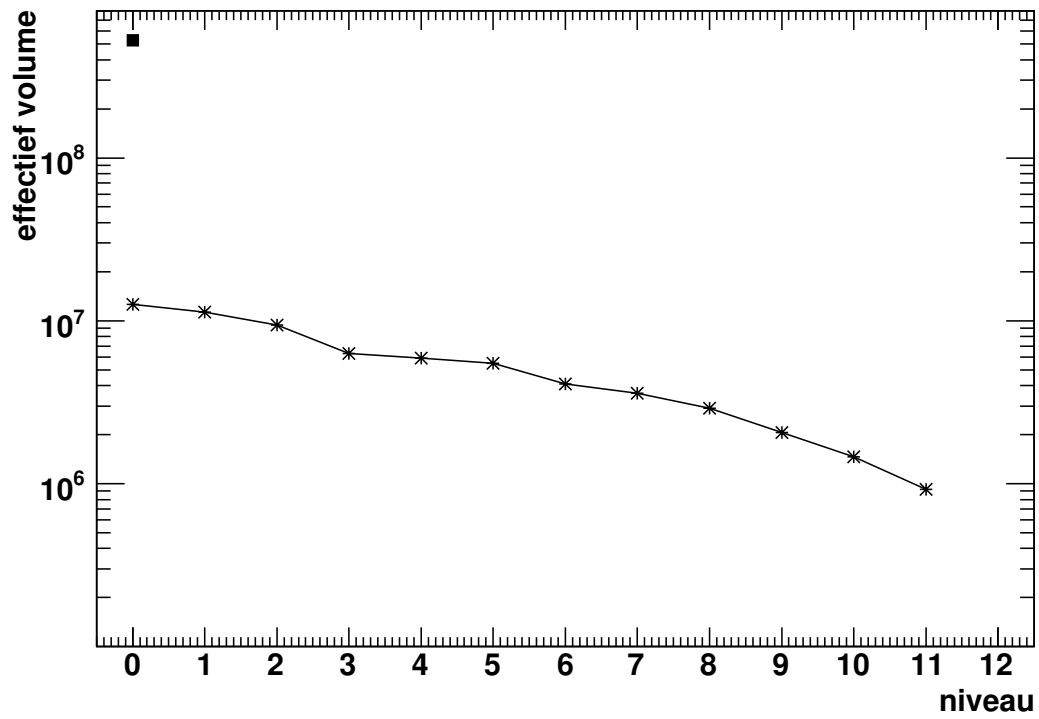
Tabel 5.4: Verloop van het effectief volume doorheen de verschillende filterniveau's.



Figuur 5.8: Experimentele data (met statistische fout), gesimuleerd atmosferisch neutrino signaal en gesimuleerd KK-siganaal na voorlaatste snede (8) voor 8 observablen. Bovenaan links: θ_{32JAMS} . Bovenaan rechts: ϕ_{32JAMS} . Midden boven links: direct hits t.o.v. 32JAMS. Midden boven rechts: # kabels met direct hits t.o.v. 32JAMS. Midden onder links: # hits voor hit multiplicities. Midden onder rechts: lengte direct hits t.o.v. 32JAMS. Onderaan links: fouten ellips. Onderaan rechts: (gemiddelde afstand van direct hits tot 32JAMS spoor)².



Figuur 5.9: Experimentele data (met statistische fout), gesimuleerd atmosferisch neutrino signaal en gesimuleerd KK-sig-naal na laatste snede (89) voor 8 observabelen. Bovenaan links: θ_{32JAMS} . Bovenaan rechts: ϕ_{32JAMS} . Midden boven links: direct hits t.o.v. 32JAMS. Midden boven rechts: # kabels met direct hits t.o.v. 32JAMS. Midden onder links: # hits voor hit multiplicities. Midden onder rechts: lengte direct hits t.o.v. 32JAMS. Onderaan links: fouten ellips. Onderaan rechts: (gemiddelde afstand van direct hits tot 32JAMS spoor)².



Figuur 5.10: Verloop van het effectief volume doorheen de verschillende filterniveau's.
■ = generatie volume.

Hoofdstuk 6

Conclusies en vooruitzichten

In deze eindverhandeling werd een zoektocht uitgevoerd naar een signaal van een Lichtste Kaluza-Klein deeltje (LKP) met een massa van 800GeV met behulp van data genomen met de AMANDA-II neutrinedetector. Een ophoping van LKP's in het centrum van de zon geeft aanleiding tot LKP-annihilaties naar neutrinio's die kunnen gedetecteerd worden nadat ze in geladen stroominteracties in het gesteente onder en het ijs rond de detector aanleiding geven tot muonen. De grootste achtergrond in dit experiment is afkomstig van atmosferische muonen. Aan de hand van de data geregistreerd gedurende het jaar 2001 werd een originele methode ontwikkeld om de experimentele data van deze atmosferische muonen te zuiveren.

De methode bleek bovendien succesvol te zijn. Aan het eind van de analyse bleken de experimentele data en de atmosferische neutrino's compatibel te zijn met wat verwacht wordt voor atmosferische neutrino's, zowel in aantal als in verdeling. Na de negen filterniveau's waaruit de ontwikkelde methode bestond, is er gezien deze goede overeenkomst geen evidentie voor de detectie van LKP-neutrino's. Na het zuiveringsproces bleef nog 7% van een mogelijk LKP-sigitaal over.

De gebruikte observabelen zijn efficiënt in het wegwerken van de achtergrond aan atmosferische muonen, maar laten geen onderscheid toe tussen de atmosferische neutrino's en de LKP-neutrino's. Men is bijgevolg genoodzaakt in een meer verfijnde analyse andere observabelen te gaan gebruiken. Deze opdracht viel echter buiten het bereik van de tijd opgelegd voor deze eindverhandeling.

Het filteren van een mogelijk LKP-sigitaal uit de door atmosferische neutrino's gedomineerde experimentele data zou gedaan kunnen worden zoals uitgevoerd in het werk van Yulia S. Minaeva [20]. Men zou de zenith hoek en azimutale hoek afwijking ($\Delta\theta$, $\Delta\phi$) tussen gereconstrueerd spoor en de zonnecoördinaten tegen elkaar kunnen uitzetten en zien of er een exces aan neutrino's afkomstig is uit de richting van de zon, lokaal de grootste bron van LKP-neutrino's. Dergelijk exces zou wijzen op de aanwezigheid van LKP-neutrino's, daar atmosferische neutrino's, even point-sources negerend, uniform over de hemel verdeeld zouden moeten zijn. Duidelijk is de informatie over de zenith hoek θ van de experimentele data van groot belang. Vandaar ook dat in snede negen, zie sectie (5.6.3), niet geopteerd werd te snijden op deze gereconstrueerde zenith hoek θ , om zodoende niet te veel informatie te verliezen voor de analyse op dit volgende niveau.

De AMANDA-II detector wordt binnenkort geïntegreerd in haar 1km^3 grote opvol-

ger, **IceCube**. IceCube zal bestaan uit 4800 PMT's en zal de AMANDA array omgeven. Het grotere effectieve volume van IceCube zal leiden tot een hogere angulaire en energie resolutie voor de reconstructie van de muon sporen. De constructie van de IceCube detector begon in het seizoen 2004-2005 en zou nog duren tot 2011, maar er wordt reeds aan wetenschap gedaan met de gedeeltelijk opgestelde detector. Zoals blijkt uit fig.(2.1) is het aantal mogelijk gedetecteerde LKP's in de IceCube detector aanzienlijk hoger dan in AMANDA-II. IceCube zal veel gevoeliger zijn aan lage energie gebeurtenissen en horizontale sporen afkomstig van de zon, waar AMANDA-II door haar geometrie veel minder gevoelig aan is. [47]

Appendix

Overzicht van de 37 observabelen die beschouwd werden (ROOT namen):

1. multi_xtalk.NCH = # OM's met ≥ 1 hit voor hit multiplicities
2. multi_xtalk.NHits = # hits voor hit multiplicities
3. multi_xtalk.NStrings = # kabels met ≥ 1 hit voor hit multiplicities
4. reco_32jams.MResult.Theta = 32JAMS gereconstrueerde zenith hoek θ_{32JAMS}
5. reco_32jams.MResult.LogLH = log likelihood van de 32JAMS reconstructie
6. reco_32jams.MResult.RLogLH = gereduceerde log likelihood voor de 32 JAMS reconstructie
7. reco_32para.pbf_err_1*reco_32para.pbf_err_2 = fouten ellips
8. reco_32bayes.LogLH = log likelihood van de 32BAYES reconstructie
9. reco_32bayes.RLogLH = gereduceerde log likelihood voor de 32BAYES reconstructie
10. topf_true_NHit.NEarly = # early hits t.o.v. het echte spoor
11. topf_true_NHit.NDir = # direct hits t.o.v. het echte spoor
12. topf_true_NHit.NLate = # late hits t.o.v. het echte spoor
13. topf_true_NString.StrDir = # kabels met direct hits t.o.v. het echte spoor
14. topf_true_Smooth_L.Length = lengte direct hits t.o.v. het echte spoor
15. topf_true_Smooth_L.Smooth = smoothness direct hits t.o.v. het echte spoor
16. topf_true_Rhosq.av_rhosq_all = gemiddelde afstand in het kwadraat tussen alle hits en het echte spoor
17. topf_true_Rhosq.av_rhosq_dir = gemiddelde afstand in het kwadraat tussen de direct hits en het echte spoor
18. topf_true_Smooth_phit.Prehits = ? t.o.v. het echte spoor

19. `topf_true_Smooth_phit.Posthits` = ? t.o.v. het echte spoor
20. `topf_true_Smooth_phit.NOhits` = ? t.o.v. het echte spoor
21. `topf_32jams_NHit.NEarly` = # early hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie
22. `topf_32jams_NHit.NDir` = # direct hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie
23. `topf_32jams_NHit.NLate` = # late hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie
24. `topf_32jams_NString.StrDir` = # kabels met direct hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie
25. `topf_32jams_Smoot_L.Length` = lengte direct hits t.o.v. de 32JAMS reconstructie
26. `topf_32jams_Smooth_L.Smooth` = smoothness direct hits t.o.v. 32jams reco
27. `topf_32jams_Rhosq.av_rhosq_all` = gemiddelde afstand in het kwadraat tussen alle hits en het spoor gereconstrueerd door de 32JAMS reconstructie
28. `topf_32jams_Rhosq.av_rhosq_dir` = gemiddelde afstand in het kwadraat tussen de direct hits en het spoor gereconstrueerd door de 32JAMS reconstructie
29. `topf_32jams_Smooth_phit.Prehits` = ? t.o.v. de 32JAMS reconstructie
30. `topf_32jams_Smooth_phit.Posthits` = ? t.o.v. de 32JAMS reconstructie
31. `topf_32jams_Smooth_phit.NOhits` = ? t.o.v. de 32JAMS reconstructie
32. `topf_true_COG.COGL_x` = x-coördinaat zwaartepunt van hits binnen een cilinder omheen het echte spoor
33. `topf_true_COG.COGL_y` = y-coördinaat zwaartepunt van hits binnen een cilinder omheen het echte spoor
34. `topf_true_COG.COGL_z` = z-coördinaat zwaartepunt van hits binnen een cilinder omheen het echte spoor
35. `topf_32jams_COG.COGL_x` = x-coördinaat zwaartepunt van hits binnen een cilinder omheen het 32JAMS gereconstrueerde spoor
36. `topf_32jams_COG.COGL_y` = y-coördinaat zwaartepunt van hits binnen een cilinder omheen het 32JAMS gereconstrueerde spoor
37. `topf_32jams_COG.COGL_z` = z-coördinaat zwaartepunt van hits binnen een cilinder omheen het 32JAMS gereconstrueerde spoor

De observabelen die te maken hadden met de 'true track' waren niet hanteerbaar, daar het echte spoor in werkelijkheid niet gekend is. Deze observabelen werden bijgevolg uit de lijst geschrapt.

Na toevoeging van de gecombineerde observabelen, werd volgende lijst observabelen gebruikt:

1. multi_xtalk.NCH
2. multi_xtalk.NHits
3. multi_xtalk.NStrings
4. TMath::RadToDeg()*(reco_32jams.MResult.Theta[0])
5. reco_32jams.MResult.LogLH[0]
6. reco_32jams.MResult.RLogLH[0]
7. TMath::Abs(reco_32para.pbf_err_1*reco_32para.pbf_err_2[0])
8. reco_32bayes.LogLH[0]
9. reco_32bayes.RLogLH[0]
10. topf_32jams_NHit.NEarly[0]
11. topf_32jams_NHit.NDir[0]
12. topf_32jams_NHit.NLate[0]
13. topf_32jams_NString.StrDir[0]
14. topf_32jams_Smooth_L.Length[0]
15. TMath::Abs(topf_32jams_Smooth_L.Smooth[0])
16. topf_32jams_Rhosq.av_rhosq_all[0]
17. topf_32jams_Rhosq.av_rhosq_dir[0]
18. topf_32jams_Smooth_phit.Prehits[0]
19. topf_32jams_Smooth_phit.Posthits[0]
20. topf_32jams_Smooth_phit.NOhits[0]
21. TMath::Abs(topf_32jams_COG.COG_x[0])
22. TMath::Abs(topf_32jams_COG.COG_y[0])
23. TMath::Abs(topf_32jams_COG.COG_z[0])
24. TMath::Sqrt((topf_32jams_COG.COG_x[0])*(topf_32jams_COG.COG_x[0]) + (topf_32jams_COG.COG_y[0])*(topf_32jams_COG.COG_y[0]) + (topf_32jams_COG.COG_z[0])*(topf_32jams_COG.COG_z[0]))
25. (topf_32jams_Smooth_L.Length[0])/(topf_32jams_NHit.NDir[0])
26. (reco_32jams.MResult.RLogLH[0])-(reco_32bayes.RLogLH[0])

Bibliografie

- [1] G. Bertone et al., “Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints,” *Physics Reports* **405** (2005) 279.
- [2] R. H. Sanders and S. S. McGaugh, “Modified newtonian dynamics as an alternative to dark matter,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **40** (2002) 263.
- [3] D. Scott, “The standard cosmological model,” 2005.
- [4] T. W. M. A. P. W. Team, “Wilkinson microwave anisotropy probe (wmap),” 2007.
- [5] Contaldi et al., “Joint cosmic microwave background and weak lensing analysis: Constraints on cosmological parameters,” *Phys. Rev. Lett.* **90** (Jun, 2003) 221303.
- [6] F. Zwicky, “Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis,” *Helvetica Physica Acta* **6** (1933) 110–+.
- [7] S. Carroll, *Spacetime and Geometry: An Introduction to General Relativity*. Benjamin Cummings, June, 2003.
- [8] A. K. T. Assis and M. C. D. Neves, “History of the 2.7 k temperature prior to penzias and wilson,” 1995.
- [9] H. Kinney et al., “Inflation model constraints from the wilkinson microwave anisotropy probe three-year data,” *Physical Review D* **74** (2006) 023502.
- [10] Metcalf et al., “Spectroscopic gravitational lensing and limits on the dark matter substructure in q2237+0305,” *The Astrophysical Journal* **607** (2004) 43.
- [11] S. McGaugh and E. de Blok, “Testing the hypothesis of modified dynamics with low surface brightness galaxies and other evidence,” *The Astrophysical Journal* **499** (1998) 66.
- [12] E. L. Lokas, “Velocity dispersions of dwarf spheroidal galaxies: dark matter versus mond,” *MON.NOT.ROY.ASTRON.SOC.* **327** (2001) L21.
- [13] M. Azzaro et al., “Motion properties of satellites around external spiral galaxies,” 2003.

- [14] E. Kolb and M.S.Turner, *The Early Universe*. Westview Press, 1990.
- [15] P. Gondolo and G. Gelmini, “Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis,” *Nuclear Physics B* **360** (aug, 1991) 145–+.
- [16] G. Servant and T. M. P. Tait, “Elastic scattering and direct detection of kaluza-klein dark matter,” *New Journal of Physics* **4** (2002) 99.
- [17] Cottingham and Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [18] K2K Collaboration, “Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment,” *Physical Review Letters* **94** (2005) 081802.
- [19] C. Weinheimer, “The neutrino mass direct measurements,” 2003.
- [20] Y.S. Minaeva, “Search for neutralino dark matter with the amanda-ii neutrino telescope - phd thesis,” *Stockholm University* (2004) 101.
- [21] L. O’Raifeartaigh and N. Straumann, “Early history of gauge theories and kaluza-klein theories, with a glance at recent developments,” 1998.
- [22] N. Arkani-Hamed et al. , “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter,” *Physics Letters B* **429** (1998) 263.
- [23] R. E.W.Kolb *Phys. Rev. Lett. B* **135** (1984).
- [24] D.Hooper, “Kaluza-klein dark matter,” *Workshop on Exotic Physics with Neutrino Telescopes* (sept, 2006) 5.
- [25] D. Hooper and G. Kribs, “Probing kaluza-klein dark matter with neutrino telescopes,” *Physical Review D* **67** (2003) 055003.
- [26] P. Steffen, “Direct walk ii,” *AMANDA Internal Report* (2002).
- [27] R.Gandhi et al., “Ultrahigh-energy neutrino interactions,” [hep-ph/9512364](#).
- [28] Chirkin and Rhode, “Muon monte carlo: a high-precision tool for muon propagation through matter,” *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints* (jul, 2004) [hep-ph/0407075](#).
- [29] P. Olbrechts, “The search for neutralino dark matter with the amanda-b10 detector,”. CERN-THESIS-2004-024.
- [30] J. Jackson, *Classical Electrodynamics 3rd Ed*. Wiley,New York, 1998.
- [31] Price, Woschnagget al., “Optical properties of south pole ice at depths from 1400 to 2300 meters,”.
- [32] **AMANDA** Collaboration, Ackermann et al., “Optical properties of deep glacial ice at the south pole,” *Journal of Geophysical Research* **111** (July, 2006).

- [33] Olbrechts and Wiebusch, “Amanda international report 20010102,”.
- [34] D.Hubert, “Search with the amanda detector for neutralino dark matter in the centre of the sun,” *Phd thesis, VUB* (in voorbereiding).
- [35] Dickinson et al., “The new south pole air shower experiment - spase-2,” 2000.
- [36] Ahrens et al. , “Search for point sources of high energy neutrinos with amanda,” *The Astrophysical Journal* **583** (2003) 1040.
- [37] Heck and Knapp, “Extensive air shower simulation with corsika: a user’s guide,”.
- [38] S. Ostapchenko, “Status of qgsjet,” [arXiv:0706.3784](https://arxiv.org/abs/0706.3784).
- [39] A. Gazizov and M.P. Kowalski, “Anis: High energy neutrino generator for neutrino telescopes,” *Computer Physics Communications* **172** (2005) 203.
- [40] A. M. Dziewonski and D. L. Anderson, “Preliminary reference earth model,” *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **25** (jun, 1981) 297–356.
- [41] A. Karle, “Proc. workshop on simulation and analysis methods for large neutrino telescopes,”.
- [42] S. Hundertmark, “Amasim neutrino detector simulation program,”. Prepared for International Workshop on Simulations and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes, Zeuthen, Germany, 6-9 Jul 1998.
- [43] Pandel D, “Bestimmung von wasser-und detektorparametern und rekonstruktion von myonen bis 100 tev mit dem baikal-neutrino teleskop nt-72,” *Diploma thesis, Humboldt University, Berlin* (1996).
- [44] D. T., “Observation of atmospheric muon neutrinos with amanda, phd thesis,”.
- [45] Hubert D., “-status- solar neutralinos 2001-2003,” *IceCube Collaboration Meeting Lake Geneva* (april, 2007).
- [46] Neunhoffer, Till, “Estimating the angular resolution of tracks in neutrino telescopes based on a likelihood analysis,” *Astropart. Phys.* **25** (2006) 220–225.
- [47] C.Spiering, “The icecube project,”.