

# Inkijkje in GRANDProto

Schrijven van een computerprogramma om de Cherenkov-ring te berekenen en het ontwerpen van een ruisloze charge controller voor de ontwerpfase van de neutrino-detector GRAND

Henk Brans

*Bachelorstudent Natuurkunde*

## Bachelorscriptie

aan de afdeling

High Energy Physics

onder begeleiding van

dr. Charles Timmermans

Najaar 2019

**Radboud Universiteit**



## Inhoudsopgave

<b>1</b>	<b>Inleiding</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Giant Radio Array for Neutrino Detection (GRAND)</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Neutrino's</b>	<b>8</b>
3.1	Kennismaking: Het Standaardmodel . . . . .	8
3.1.1	Drie klassen van deeltjes . . . . .	8
3.2	Neutrino's . . . . .	9
3.2.1	Bronnen van hoogenergetische neutrino's in de kosmos . . . . .	10
3.2.2	Neutrino's als sleutel naar nieuwe deeltjesfysica . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Deeltjeslawine: Van tau-neutrino tot radiostraling</b>	<b>12</b>
4.1	Reis van het neutrino door de ruimte . . . . .	12
4.2	Vrije Weglengte van het tau . . . . .	13
4.3	Deeltjeslawine . . . . .	14
4.3.1	Elektromagnetische Component . . . . .	14
4.3.2	Hadronische Component . . . . .	16
4.3.3	Botsingen van hadronen: Botsing pion en proton . . . . .	17
4.4	Radiostraling . . . . .	19
4.4.1	Geomagnetische Emissie . . . . .	19
4.4.2	Askaryan-emissie . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Cherenkov-effect</b>	<b>22</b>
5.1	Cherenkov-ring . . . . .	23
<b>6</b>	<b>Deelproject 1: Programma Cherenkov-ring</b>	<b>24</b>
6.1	Atmosferische Waarden . . . . .	24
6.1.1	Luchtdruk . . . . .	24
6.1.2	Dichtheid . . . . .	24
6.1.3	Waterdampdruk . . . . .	25
6.1.4	Brekingsindex . . . . .	25
6.2	Afstanden . . . . .	26
6.2.1	Straal van de aarde . . . . .	26
6.2.2	Afgelegde afstand . . . . .	26
6.2.3	Iteratie . . . . .	28
6.2.4	Hoogte . . . . .	28
6.2.5	Geopotentiële hoogte . . . . .	28
6.2.6	Gepasseerde hoeveelheid lucht . . . . .	29
6.3	Aankomsttijden radiostraling . . . . .	29
6.3.1	Reistijd Deeltjeslawine . . . . .	29
6.3.2	Reistijd Radiostraling . . . . .	29
6.3.3	Aankomsttijden . . . . .	32

---

6.4	Ring bepalen . . . . .	32
6.5	Uitkomst . . . . .	33
<b>7</b>	<b>Deelproject 2: Bias-T</b>	<b>34</b>
7.1	Functie . . . . .	34
7.2	Ontwerp . . . . .	34
7.3	Test . . . . .	36
<b>8</b>	<b>Deelproject 3: Charge Controller</b>	<b>37</b>
8.1	Ruisbepaling . . . . .	37
8.2	Oude Charge Controller . . . . .	38
8.3	Nieuwe Charge Controller . . . . .	40
8.4	Vergelijking oude en nieuwe charge controller . . . . .	42
<b>9</b>	<b>Bijlage: Code Cherenkov-ring</b>	<b>43</b>
	<b>Referenties</b>	<b>46</b>

## 1 Inleiding

In de zomer van 2019 heeft de heer Timmermans een prototype antenne getest in de bergen van Altun Shan in China (figuur 1). Hiermee zijn de eerste stappen gezet van GRAND in het veld. De bedoeling van dit project is om uiteindelijk een groot netwerk van radio-antenne's te bouwen voor het detecteren van hoogenergetische deeltjes uit de kosmos. In het bijzonder is het doel om kosmische tau-neutrino's te detecteren. Tijdens zijn werkbezoek in China ontdekte mijn begeleider dat de charge controller van het zonnepaneel, die de meetopstelling van stroom voorziet, periodiek een elektromagnetische puls afgeeft. Deze puls was hinderlijk zichtbaar op de metingen van de antenne. Uit dit probleem is mijn bachelorproject ontstaan. Het doel van mijn project was namelijk om een verbeterde (ruisloze) charge controller te ontwerpen.



*Figuur 1: Dit is een foto van de proefopstelling zoals deze er in de zomer van 2019 uitzag. Op de foto zien we vier prototype antenne's met zonnepaneel in een vallei in de bergen van Altun Shan. Op de achtergrond zien we de bergen die een cruciale rol spelen in dit experiment. Het is namelijk de bedoeling dat tau-neutrino's in de bergen interactie gaan hebben. In hoofdstuk 4 ga ik hier verder op in. Afbeelding: Charles Timmermans*

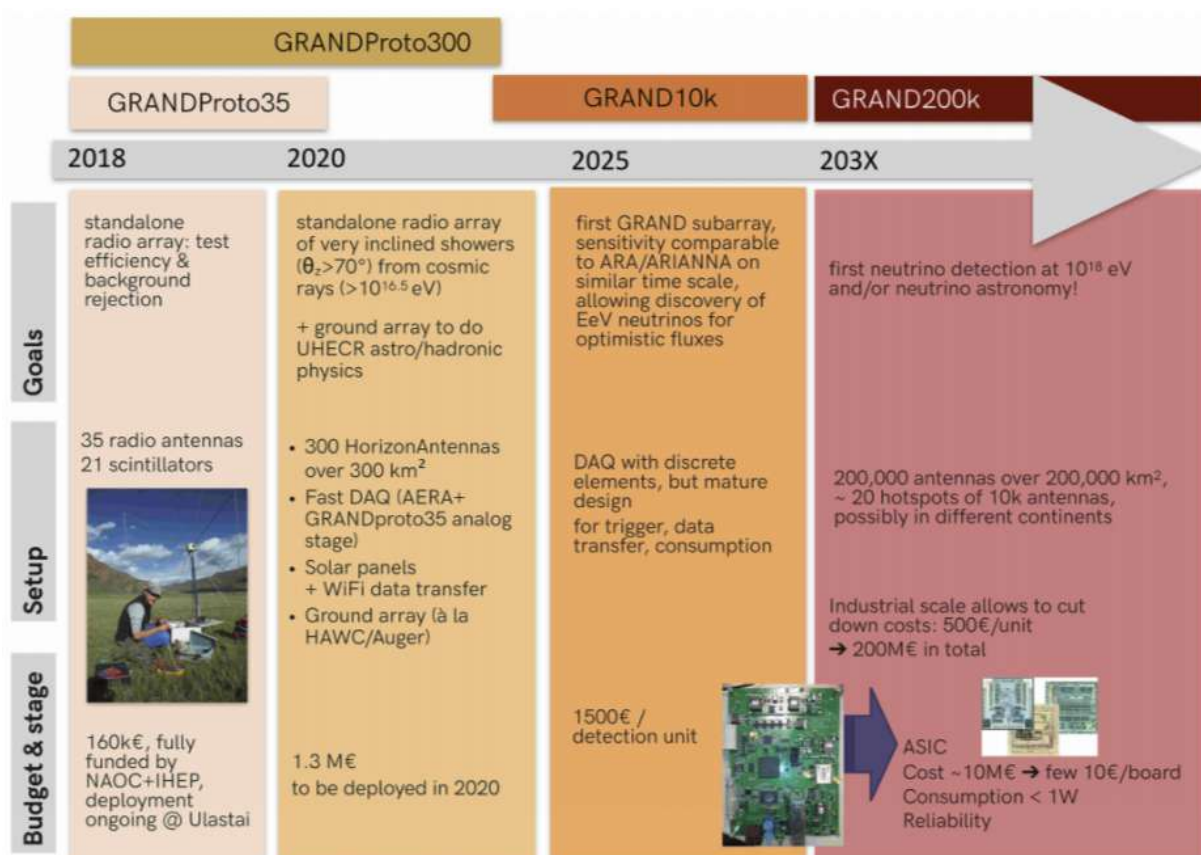
In de loop van mijn stage bleken er enkele problemen te zijn met de test-antenne die in Nijmegen staat. Aanvankelijk was het de bedoeling om een zo realistisch mogelijke nabootsing van de situatie in China te doen. Na een aantal weken hebben mijn begeleider en ik besloten om (als plan B) ook naar een ander onderwerp te kijken, namelijk een computerprogramma om de grootte van de Cherenkov-ring te berekenen. Hieraan heb ik dus ook gewerkt en de charge controller heb ik toen even laten rusten. Na een tijdje heb ik het project met de charge controller weer opgepakt en aangepakt met kleine antenne's om zo toch verder te kunnen. De afdelingsingenieurs hadden ondertussen een nieuwe charge controller van een fabrikant uit de Verenigde Staten gevonden. Aan die nieuwe charge controller heb ik alsnog een aantal verbeteringen uitgevoerd, zodat de heer Timmermans bij zijn volgende werkbezoek in China toch een goede charge controller heeft.

Na een korte introductie over het project GRAND in hoofdstuk 2, zal ik in hoofdstuk 3 ingaan op de theorie rondom tau-neutrino's. In hoofdstuk 4 bespreek vervolgens het hele proces van de tau-neutrino's tot aan de radiogolven die worden gemeten met de antenne's. Hierbij komt uiteraard de ontwikkeling van deeltjeslawines aan bod. Aansluitend bespreek ik in hoofdstuk 5 het Cherenkov-effect.

In hoofdstuk 6, 7 en 8 bespreek ik mijn stagewerk. Ik heb samen met mijn begeleider een computerprogramma geschreven om de grootte van de Cherenkov-ring te berekenen. Deze wordt beïnvloed door de samenstelling van de atmosfeer en de Zenith-hoek. Het computerprogramma bespreek ik in hoofdstuk 6. Hierna ga ik over naar mijn werk aan de meetapparatuur. Als kennismaking met en oefening voor het werken met de opstelling en apparatuur heb ik drie bias-T's gemaakt. Dat bespreek ik in hoofdstuk 7. Uiteindelijk kom ik dan bij hoofdstuk 8, waarin mijn werk aan de nieuwe charge controller presenteer. Deze charge controller zal de heer Timmermans bij zijn volgende werkbezoek, in het begin van 2020, naar China meenemen om deze in het veld te gebruiken.

## 2 Giant Radio Array for Neutrino Detection (GRAND)

GRAND is een gezamenlijk initiatief van onderzoeksgroepen uit onder meer Nederland, Frankrijk en China. Het is een voorgestelde neutrino-detector bestaande uit een groot netwerk van radio-antenne's. Radio-antenne's zijn relatief goedkoop te produceren en zijn bovendien onderhoudsarm. Het laag houden van de kosten per antenne is belangrijk, omdat het doel is om juist een netwerk van zoveel mogelijk antenne's aan te leggen. Een deel van het netwerk zal geplaatst worden in een vallei in de bergen van Altun Shan in China. Deze vallei lijkt heel veel op een woestijn. Het heeft een tijdje geduurd voordat men een geschikte locatie kon vinden. Men wilde niet alleen een grote vlakte hebben, maar ook dat deze omringd was door bergen.



Figuur 2: Dit is de tijdlijn van GRAND. Zoals weergegeven zitten we in 2019 in de fases van GRAND-Proto. Afbeelding: GRAND

In figuur 2 is de geplande tijdlijn van GRAND weergegeven. Momenteel worden dus de eerste stappen in het veld gezet. In 2019 zijn er meerdere bezoeken op locatie geweest die vooral een verkennend karakter hadden. Er zijn vier test-antenne's geplaatst en ter plekke is gekeken hoe de logistiek, energievoorziening en gegevensuitwisseling zal moeten plaatsvinden. Het plan is nu om alle antenne's van een zonnepaneel te voorzien voor de energie en van een

digitizer met netwerkverbinding voor de gegevensuitwisseling. De logistiek is nog een klein knelpunt, omdat er geen wegen zijn en de dichtsbijzijnde kleine stad op drie uur rijden is.

In januari 2020 is het volgende werkbezoek van de heer Timmermans in China en zal hij de verbeterde charge controller meenemen. Op dat moment zijn er vier antenne's in China die allemaal ter plekke in elkaar worden gezet. Het plan is om op korte termijn GRANDProto300 te realiseren. Er zal dan een definitief ontwerp voor de antenne komen, waarin alle componenten geïntegreerd zijn. Nu staan deze namelijk nog los naast de antenne. Hiervoor moeten wel alle knelpunten zijn opgelost en daarvoor is nog even tijd nodig gezien de afgelegen locatie.

Zodra financiële steun is gegarandeerd en GRANDProto300 succesvol is gebleken, kan begonnen worden met de aanleg van GRAND. Volgens de tijdlijn is het plan om in 2025 de eerste fase van GRAND gereed te hebben. Die zal bestaan uit 10.000 antenne's (GRAND10k). In een later stadium is men van plan om te kijken of het haalbaar is om in een vervolgfase in totaal 200.000 antenne's te plaatsen (GRAND200k). Hiermee is een dermate groot oppervlak van antenne's voorzien dat in theorie dat de neutrino's met de allerhoogste energie gemeten kunnen worden.

De volledige introductie van GRAND heb ik voor dit project meerdere keren geraadpleegd. Deze is op internet te vinden. [1]

### 3 Neutrino's

Het voornaamste doel van GRAND is om hoogenergetische neutrino's uit de kosmos te detecteren. Als het lukt om een neutrino te detecteren, dan kan uit deze meting onder andere de energie en richting worden bepaald. Met deze informatie willen de bedenkers van GRAND meer te weten komen over de oorsprong van deze hoogenergetische neutrino's. Uiteindelijk is het doel hiervan om meer te leren over hoogenergetische processen in het heelal en in het bijzonder de vroege ontwikkeling van het heelal. Daarnaast kunnen deze neutrino's ook een rol spelen in de ontwikkeling van nieuwe natuurkunde.

#### 3.1 Kennismaking: Het Standaardmodel

Het Standaardmodel van de Deeltjesfysica is het model waarin elementaire deeltjes en hun wisselwerking (interactie) worden beschreven. Elementaire deeltjes zijn de kleinste deeltjes waarmee de huidige natuurkunde werkt. De kwantumveldentheorie vormt het wiskundige fundament voor het Standaardmodel: Het kwantumveld is overal aanwezig en op elk punt in het kwantumveld kan een deeltje zijn. Het Standaardmodel beschrijft de elektromagnetische wisselwerking, de sterke wisselwerking en de zwakke wisselwerking. Interacties tussen deeltjes kunnen worden weergegeven met een Feynmandiagram. Het Standaardmodel is zeer consistent en met haar drie wisselwerkingen is het in staat om alle processen, op zwaartekracht na, die door natuurkundigen zijn begrepen, op elementair deeltjesniveau te beschrijven.

##### 3.1.1 Drie klassen van deeltjes

Binnen het Standaardmodel zijn er drie klassen van deeltjes. De eerste twee klassen zijn de quarks en de leptonen. Samen vormen zij de fermionen. De fermionen zijn de materiedeeltjes en zijn onderverdeeld in drie generaties. In tabel 1 zijn de quarks weergegeven en in tabel 2 zijn de leptonen weergegeven.

1e generatie	2e generatie	3e generatie
upquark (u)	charmquark (c)	topquark (t)
downquark (d)	strangequark (s)	bottomquark (b)

*Tabel 1: Quarks*

1e generatie	2e generatie	3e generatie
elektron ( $e^-$ )	muon ( $\mu^-$ )	tau ( $\tau^-$ )
elektron-neutrino ( $\nu_e$ )	muon-neutrino ( $\nu_\mu$ )	<b>tau-neutrino (<math>\nu_\tau</math>)</b>

*Tabel 2: Leptonen*



In de vrije natuur komen in principe alleen fermionen voor uit de 1e generatie. Zo vormen upquarks, downquarks en elektronen samen atomen. De deeltjes uit de 2e en 3e generatie ontstaan alleen bij hoogenergetische processen of botsingen. Ze hebben namelijk een veel grotere massa dan deeltjes uit de 1e generatie. Ze ontstaan bijvoorbeeld bij de inslag van hoogenergetische deeltjes uit de kosmos op de aardatmosfeer. Daarnaast kunnen ze ook worden gemaakt en gedetecteerd in deeltjesversnellers. Deze deeltjes kunnen dus alleen bestaan in een extreme omgeving. Kort na de botsing vervallen deze zware deeltjes namelijk alweer snel in deeltjes van de 1e generatie.

De derde klasse van deeltjes zijn de bosonen. De bosonen zijn de uitwisselingsdeeltjes. Elke interactie van de fermionen wordt gekenmerkt door de uitwisseling van een boson. Alle drie wisselwerkingen hebben bijbehorende bosonen. Deze zijn weergegeven in tabel 3.

Wisselwerking	bijbehorend boson	interactie met
Elektromagnetisch	foton ( $\gamma$ )	$e^-$ , $\mu^-$ , $\tau^-$ en quarks
Sterk	gluon (g)	quarks
Zwak	W-boson (W) en Z-boson (Z)	alle leptonen en quarks

Tabel 3: Bosonen

Daarnaast heeft elk deeltje ook een antideeltje. Bij de fermionen worden ze worden genoemd als:  $\bar{u}$ ,  $e^+$  en  $\bar{\nu}_e$ . Deze antideeltjes komen bijna niet in het heelal voor. Geen enkele materie in het heelal is opgebouwd uit antideeltjes, maar antideeltjes worden wel in sommige processen gevormd. Bij de bosonen is het foton en het Z-boson identiek aan het antideeltje. Verder is er een  $W^+$ - en een  $W^-$ - boson. Bij het gluon zijn er afhankelijk van de kleurlading meer mogelijkheden, maar  $g_{r\bar{r}}$  is bijvoorbeeld het antideeltje van  $g_{g\bar{r}}$ .

### 3.2 Neutrino's

Kenmerkend voor neutrino's is dat ze een extreem lage massa hebben. Daarnaast zien we in tabel 3 dat neutrino's de enige deeltjes zijn die alleen interactie hebben met de zwakke wisselwerking. In de praktijk vertaalt zich dit naar het feit dat ze letterlijk onzichtbaar zijn, terwijl ze wel in groten getale aanwezig zijn. Door de zon wordt namelijk alleen al een grote hoeveelheid elektron-neutrino's uitgezonden, waarvan wij op aarde niets merken: Deze vliegen namelijk dwars door de aarde heen.

Alleen hoogenergetische neutrino's hebben een kleine kans om op aarde interactie te hebben (te botsen) met een quark onder uitwisseling van een W-boson. Bij GRAND zijn we geïnteresseerd in deze hoogenergetische neutrino's. Ze hebben een energie van  $10^{16}$  tot  $10^{18}$  eV. Ter vergelijking: In deeltjesversnellers kunnen we tot nu toe deeltjes met een energie van maximaal  $10^{12}$  eV maken en zichtbaar licht bestaat uit fotonen met een energie van slechts enkele elektronvolts. De waarde van het onderzoek naar hoogenergetische neutrino's en de detectie ervan is tweeledig. Aan de ene kant is er het astrofysische onderzoek naar de bron van deze

hoogenergetische neutrino's en aan de andere kant het theoretische onderzoek naar nieuwe deeltjesfysica en neutrino-fysica. [1]

### 3.2.1 Bronnen van hoogenergetische neutrino's in de kosmos

De hoogenergetische deeltjes uit de kosmos zijn heel interessant, omdat ze afkomstig zijn uit hoogenergetische processen in het heelal die buiten ons zonnestelsel en ook buiten de Melkweg plaatsvinden. Dit zijn bijvoorbeeld het ontstaan van neutronensterren of zwarte gaten en botsingen daartussen. Ook kunnen dit processen zijn in de kern van een actief sterrenstelsel.

Bij deze processen komen deeltjes vrij in de vorm van kosmische straling met een extreem hoge energie. Deze kosmische deeltjes hebben in de ruimte interactie met bijvoorbeeld de kosmische achtergrondstraling. Dit is (afgekoelde) warmtestraling van vlak na de oerknal. Bij deze interacties komen hoogenergetische neutrino's vrij. Er zitten nog veel onzekerheden in het spectrum van de hoogenergetische kosmische straling en daarom dus ook in de te verwachten flux van de hoogenergetische neutrino's. Als GRAND straks veel neutrino's gaat meten en de flux daarvan gaat bepalen, dan kunnen astrofysici hieruit indirect juist wel weer meer over het spectrum van deze hoogenergetische kosmische straling te weten komen.

Neutrino's worden ook gevormd in de processen die ik zojuist noemde. Deze processen in de ruimte worden door astrofysici in verschillende klassen ingedeeld. Al deze klassen kunnen neutrino's uitzenden in verschillende hoeveelheden en energie. Dit leidt dus tot een diffuus spectrum in zijn geheel, maar dit diffuse spectrum kan juist weer belangrijke informatie bevatten over de dominante klasse bronnen in het heelal. Als er uiteindelijk genoeg detecties van neutrino's zijn geweest, dan kan bij elke klasse processen het spectrum van de neutrino's worden bepaald. Astrofysici kunnen dan in kaart brengen waar hoogenergetische neutrino's (vooral) vandaan komen.

### 3.2.2 Neutrino's als sleutel naar nieuwe deeltjesfysica

Deeltjesfysici zijn het erover eens dat het Standaardmodel niet compleet is. Er zijn namelijk een aantal zaken die niet begrepen zijn. Er is dan ook volop theoretisch onderzoek om natuurkunde voorbij het Standaardmodel te ontwikkelen. Voor een aanzienlijk deel van de nieuwe theorieën die in ontwikkeling zijn, is het heel lastig of volstrekt onmogelijk om experimenten te doen om ze te bevestigen. Hoogenergetische neutrino's kunnen in een aantal van deze gevallen een ondersteuning zijn.

Zo is er bijvoorbeeld donkere materie. Astrofysici hebben berekend dat er meer massa in het heelal moet zijn dan de deeltjes uit het Standaardmodel kunnen verklaren. Deze onverklaarbare massa wordt donkere materie genoemd. Men vermoedt dat donkere materie bestaat uit onbekende deeltjes. Deze hebben sowieso geen interactie met de elektromagnetische

wisselwerking. (Ze zenden geen licht uit.) Neutrino's zijn de enige deeltjes uit het Standaardmodel die dezelfde eigenschappen hebben: Ze hebben wel massa, maar geen interactie met de elektromagnetische wisselwerking. Neutrino's zijn daarom binnen het Standaardmodel een mogelijke sleutel naar donkere materie. [2]

Daarnaast is er ook de theoretische neutrino-fysica. Deeltjesfysici zijn het erover eens dat het Standaardmodel niet compleet is. Met name voor de allerhoogste energieën is men bezig om nieuwe modellen of verbeteringen te ontwikkelen. Neutrino's bieden een mogelijkheid om nieuwe theoretische modellen experimenteel te onderzoeken. Bovendien worden deze onderzoeksmogelijkheden met hoogenergetische neutrino's ook nog eens verfijnd, omdat de maximaal meetbare neutrino-energie met GRAND aanzienlijk wordt verhoogd. Deze hogere energielimiet biedt deeltjesfysici een enorme verbetering in de nauwkeurigheid waarmee ze nieuwe modellen kunnen onderzoeken.

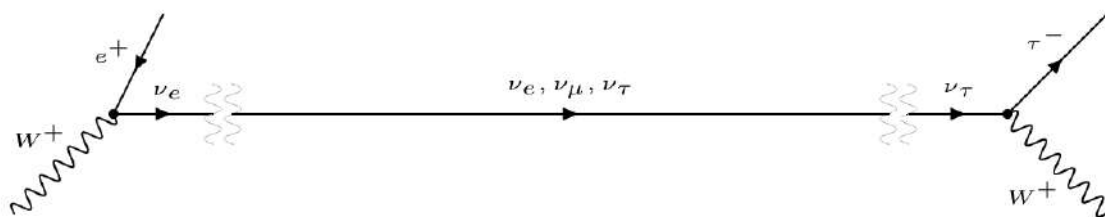
## 4 Deeltjeslawine: Van tau-neutrino tot radiostraling

In dit hoofdstuk bespreek ik het hele proces van tau-neutrino tot radiostraling. Neutrino's zelf zijn onzichtbaar zoals ik in het vorige hoofdstuk heb besproken. Er is wel een kans dat een hoogenergetische neutrino in een berg botst op een proton of een neutron. Er kan dan een tau vrijkomen en zodra deze uit de berg komt, zal deze een deeltjeslawine veroorzaken. GRAND zal de radiostraling meten die vrijkomt bij deze deeltjeslawine.

### 4.1 Reis van het neutrino door de ruimte

In het vorige hoofdstuk heb ik besproken dat er in de vrije natuur in principe alleen fermionen uit de 1e generatie voorkomen. Fermionen van een hogere generatie worden alleen gevormd in hoogenergetische botsingen en vervallen daarna snel, maar neutrino's waren een uitzondering: Ze hebben vrijwel geen interactie, kunnen dus niet vervallen en vliegen overal doorheen. Een neutrino komt echter alleen vrij in een interactie met het bijbehorende lepton en het tau is van de 3e generatie. Volgens berekeningen is het inderdaad onwaarschijnlijk dat er veel tau-neutrino's worden gevormd in de ruimte. GRAND wil echter wel deze soort neutrino's detecteren. Ik leg uit waarom dat in dit bijzondere geval geen probleem is.

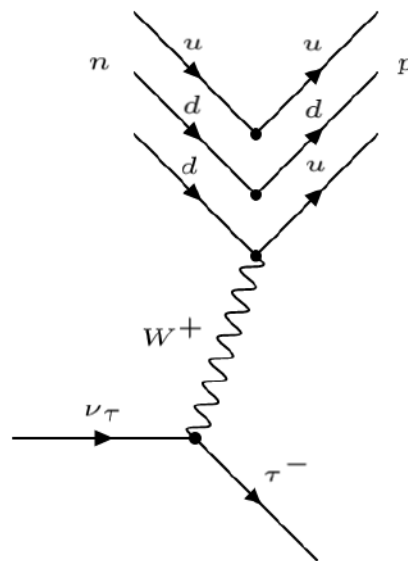
In 2012 is namelijk het fenomeen van neutrino-oscillaties bevestigd. Dit houdt in dat een reizend neutrino door de vrije ruimte een superpositie is van alle drie soorten neutrino's. Deze superpositie bestaat totdat het deeltje interactie heeft: De superpositie stort in en het neutrino is onmiddellijk weer een van de drie. Dit wordt schematisch in figuur 3 weergegeven. De berekeningen tonen aan dat door dit fenomeen de verhouding van alle drie soorten neutrino's, die door de ruimte vliegen, even groot is. Alle drie soorten neutrino's, waaronder dus het tau-neutrino, komen daarom in gelijke hoeveelheden op aarde af. [3]



Figuur 3: In dit Feynmandiagram heb ik weergegeven dat een neutrino, dat ergens in het heelal is ontstaan als een elektron-neutrino, uiteindelijk waargenomen kan worden als een tau-neutrino.

## 4.2 Vrije Weglengte van het tau

De antenne's van GRAND kunnen niet direct een neutrino waarnemen, maar wel de radiostraling van de deeltjeslawine die door een hoogenergetisch neutrino wordt veroorzaakt. Het neutrino heeft immers zeer zelden interactie en dan alleen onder invloed van de zwakke wisselwerking. Het zal daarom eerst met materie (gesteente) in een nabij gelegen berg moeten reageren, waarbij een tau wordt gemaakt. Dit proces is weergegeven in figuur 4. Het vrijgekomen tau veroorzaakt dan feitelijk de daadwerkelijke deeltjeslawine. GRAND focust op tau-neutrino's, omdat de vrije weglengte van het tau precies goed is.



Figuur 4: Dit is een Feynmandiagram van de interactie van het tau-neutrino met materie in de berg, in dit geval een neutron. Onder invloed van de zwakke wisselwerking en uitwisseling van een  $W^+$ -boson wordt een tau gevormd en wordt het neutron een proton. De tijd loopt van links naar rechts.

Het vrijgekomen tau heeft namelijk ook een ultrahoge energie. Hierdoor vindt er volgens de speciale relativiteitstheorie tijdrek plaats voor het tau in het ruststelsel van de aarde. Als we de tijdrek weten, dan kunnen we de vrije weglengte van het tau bepalen op aarde. We gaan er in deze berekening vanuit dat de energie van het tau in orde van grootte ligt tussen  $10^{16}$  eV en  $10^{18}$  eV. Het tau heeft verder een korte levensduur van  $\tau_\tau = 2,903 \cdot 10^{-13}$  s en een massa van  $m_\tau = 1776,9$  MeV. Met gebruik van formule 1 volgt voor  $E = 10^{18}$  eV een Lorentzfactor van  $\gamma = 5,628 \cdot 10^8$ . We passen nu de formule  $\Delta t = \gamma\tau$  voor de tijdrek toe om de levensduur van het tau in het ruststelsel van de aarde te bepalen. Hieruit volgt dat:  $\Delta t = 0,1632 \mu\text{s}$ . We ronden nu de snelheid van het tau, die  $0,9999... c$  is, af op de lichtsnelheid om een schatting te krijgen van de vrije weglengte van het tau. We vermenigvuldigen dus de lichtsnelheid met  $\Delta t$ . Hieruit volgt een vrije weglengte tussen 490 m en 49 km voor respectievelijk  $10^{16}$  eV en  $10^{18}$  eV.

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} \quad (1)$$

Deze orde van grootte past mooi samen met de afstanden waar we bij de detector GRAND mee te maken hebben. De detector van GRAND wordt namelijk in het dal van een bergketen geplaatst. De bergen zelf zullen een aantal honderd meter tot een aantal kilometer groot zijn. De kans is dus aanzienlijk dat een tau de berg kan verlaten, maar ook weer niet te ver doorvliegt, voordat het vervalst.

### 4.3 Deeltjeslawine

De ontwikkeling van een deeltjeslawine (Extensive Air Shower) is complex. Om een idee te kunnen geven van het principe, zal ik twee voorbeelden geven van twee mogelijke eerste reacties van het vrijgekomen tau. Hiermee bespreek ik gelijk de ontwikkeling van de twee belangrijkste componenten van een deeltjeslawine, namelijk de elektromagnetische component en de hadronische component. [4]

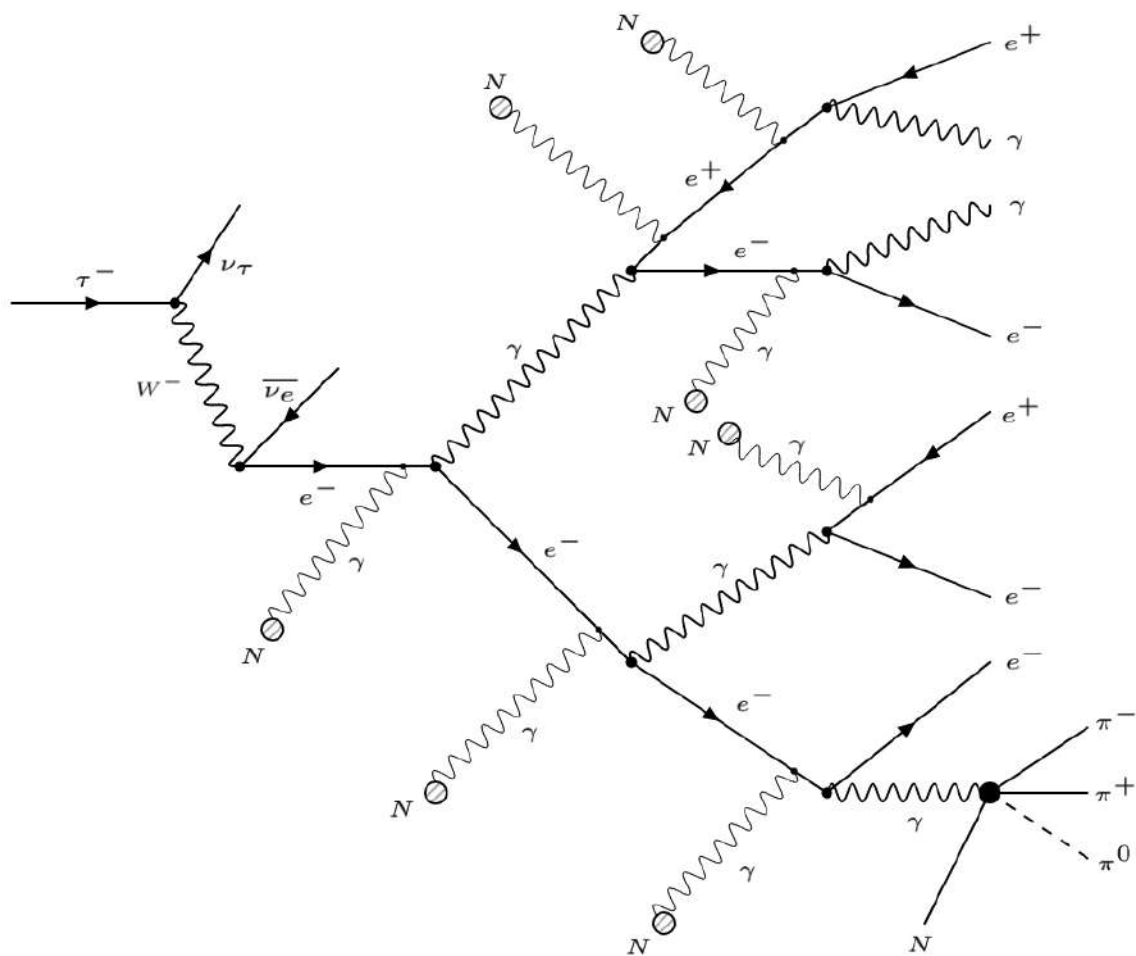
#### 4.3.1 Elektromagnetische Component

In figuur 5 is de opbouw van de elektromagnetische component weergegeven. Het hoogenergetisch tau vervalst in dit geval in een elektron. Dit elektron heeft natuurlijk nog steeds de ultrahoge energie van het tau. De deeltjes die we nu bekijken bevinden zich in de aardatmosfeer en hebben daardoor interactie met de deeltjes in de lucht.

Het elektron heeft onder uitwisseling van een foton interactie met de atoomkernen in de atmosfeer. De golflengte van de uitgewisselde fotonen is typisch groter dan de atoomkernen en daarom 'zien' deze fotonen de atoomkernen over het algemeen als een geheel. Het overgrote deel van de energie zit namelijk niet in deze uitwisselingsfotonen, maar gaat over in het foton dat wordt uitgezonden door het elektron (Bremsstrahlung). Het elektron heeft daarna opnieuw interactie met atoomkernen in de lucht en kan op die manier opnieuw een hoogenergetisch foton uitzenden.

Tegelijkertijd kan het vrijgekomen hoogenergetisch foton een elektron-positronpaar produceren. De atoomkernen in de lucht maken dat mogelijk, wederom door een uitwisselingsfoton. Zonder de uitwisseling van fotonen met de atoomkernen kloppen de energievergelijkingen van deze interacties namelijk niet. Onder invloed van de deeltjes in de atmosfeer ontstaat er zo dus een lange kettingreactie. Bij deze kettingreactie worden grote hoeveelheden fotonen, elektronen en positronen geproduceerd. De interacties stoppen op het moment dat de energie van de deeltjes beneden de kritische energie komt.

Er is verder ook een kans dat een hoogenergetisch foton diep-inelastisch botst op een atoomkern in de atmosfeer. Bij deze botsing komen hadronen vrij. Deze hadronen kunnen op hun



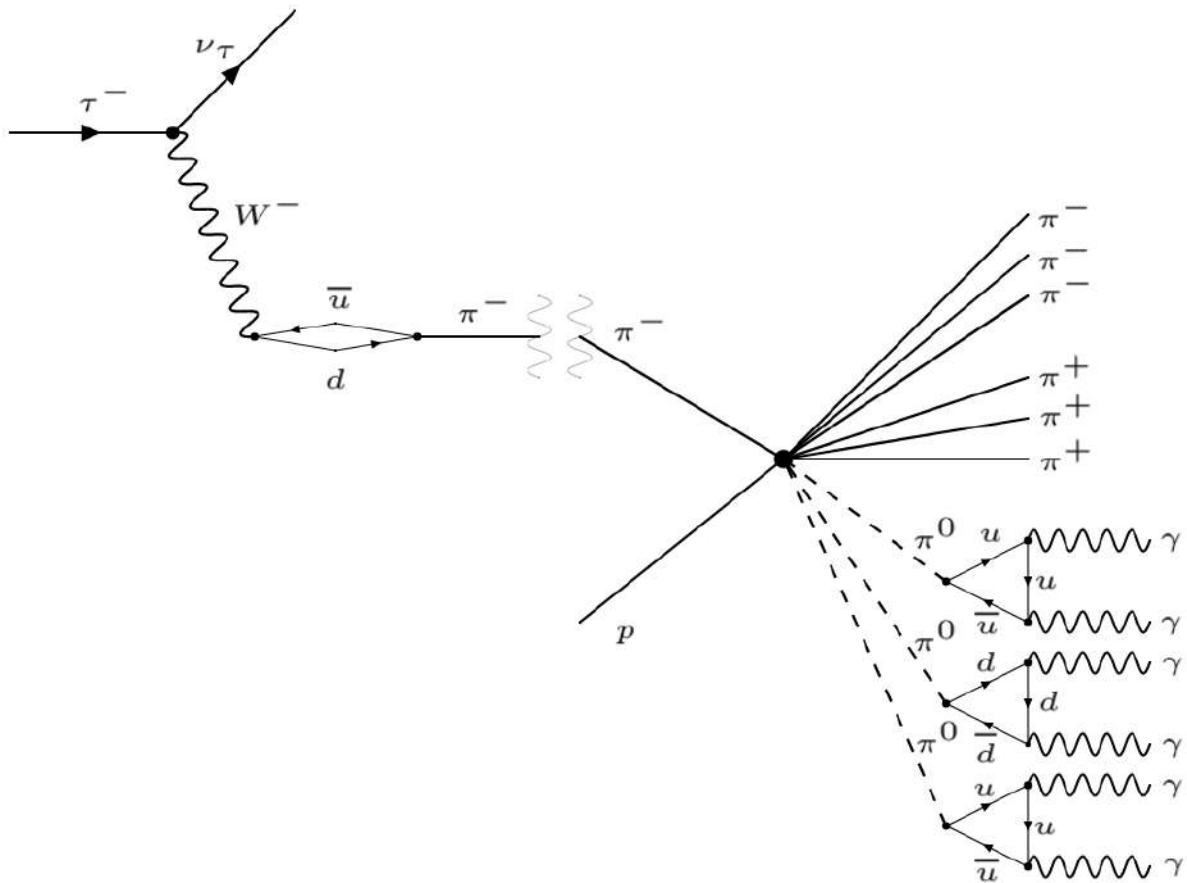
*Figuur 5: In dit Feynmandiagram is te zien dat de atoomkernen ( $N$ ) fotonen uitwisselt met de elektronen en positronen in de elektromagnetische deeltjeslawine. We zien dat op deze manier de elektromagnetische component zich ontwikkelt en er steeds meer elektronen, positronen en fotonen ontstaan. De tijd loopt van links naar rechts.*

beurt een hadronische deeltjeslawine veroorzaken. Op die manier kan dus uit een elektromagnetische deeltjeslawine de hadronische deeltjeslawine ontstaan. De kans dat een foton op die manier op een atoomkern botst is echter klein. Om die reden zal de hadronische component veel kleiner zijn als het tau in een elektron is vervallen.

Een belangrijk punt om te noemen is dat de deeltjeslawines alleen plaatsvinden, omdat er deeltjes in de atmosfeer zitten. Dit is dus ook de reden dat er niet spontaan deeltjeslawines in het vacuüm kunnen ontstaan. Hierdoor kunnen hoogenergetische deeltjes de aarde dus ongeschonden bereiken, omdat het grootste deel van het heelal vrij leeg is.

### 4.3.2 Hadronische Component

Het tau kan ook in een pion vervallen. Een voorbeeld van de reactie die dan plaatsvindt is weergegeven in figuur 6. Het tau vervalt in dit geval in een anti-upquark en een downquark. Deze vormen samen een negatief geladen pion. Dit negatief geladen pion heeft nog steeds een hoge energie en botst daarom snel met extreem hoge snelheid op een deeltje in de atmosfeer. In de figuur zien we dat het pion op een proton in de atmosfeer botst. De energie die bij deze botsing vrijkomt is dermate hoog dat het proton en het pion 'stuk' gaan, waardoor in deze botsing ook allerlei quarks en gluonen betrokken zijn. In de volgende paragraaf zal ik wat dieper op deze botsing ingaan. Feit is wel dat er uit deze botsing in vrijwel gelijke hoeveelheden negatief geladen, positief geladen en neutraal geladen pionen vrijkomen.



Figuur 6: Dit is een Feynmandiagram van een mogelijk begin van de hadronische deeltjeslawine. Het tau vervalt in een anti-upquark en een downquark onder uitwisseling van een  $W^-$ -boson. Samen vormen zij een negatief geladen pion. Dit negatief geladen pion botst vervolgens op een proton, waarbij in vrijwel gelijke hoeveelheden van negatief geladen, positief geladen en neutraal geladen pionen vrijkomen. De neutraal geladen pionen, bestaande uit een anti-upquark en een upquark of een anti-downquark en een downquark, vervallen in een loop in twee fotonen. De tijd loopt van links naar rechts.



Het neutraal geladen pion valt uiteen in twee fotonen. Deze fotonen veroorzaken weer elektromagnetische deeltjeslawines. De geladen pionen botsen weer met andere deeltjes in de atmosfeer en veroorzaken zo de verdere hadronische deeltjeslawine. Zolang de pionen een hoge energie hebben blijven deze op deeltjes in de atmosfeer botsen. Naarmate de energie lager wordt, kunnen pionen daarnaast ook vervallen, voordat ze een volgende interactie aangaan.

Ik heb laten zien dat het tau in een elektron of een pion vervalst. Het tau kan ook in een andere combinatie van hadronen vervallen. Het principe is dan hetzelfde als bij het pion. Wanneer het tau in een elektron vervalst, dan hebben we een grote elektromagnetische component en een kleine hadronische component. Echter, als het tau in een pion vervalst dan hebben we dus niet alleen een grote hadronische component, maar ook een grote elektromagnetische component. Verder is er ook een mogelijkheid dat het tau in een muon vervalst en is er ook een bijbehorende muonische component in de deeltjeslawine. Deze kunnen we echter niet met het huidige ontwerp van GRAND meten en heb ik daarom niet behandeld. De verhoudingen van het verval zijn ongeveer 65% hadron(en), 18% elektron en 17% muon. [5]

### 4.3.3 Botsingen van hadronen: Botsing pion en proton

Professor de Jong heeft mij een model uitgelegd waarmee ik de botsing tussen hadronen in de hadronische component van de deeltjeslawine beter kan begrijpen. Ik zal dat model aan de hand van de impressie in figuur 7 in drie stappen uitleggen. In dit voorbeeld kijken we naar de botsing tussen een pion en een proton. Het pion bestaat uit een anti-upquark met een antikleur en een downquark met een kleur. Het proton bestaat uit de combinatie (udu), waarbij elke quark uiteraard ook een kleur heeft. Bij een botsing van dermate hoge energie gaan het proton en het pion 'stuk'. Dit betekent dat de individuele quarks in deze reactie een rol gaan spelen.

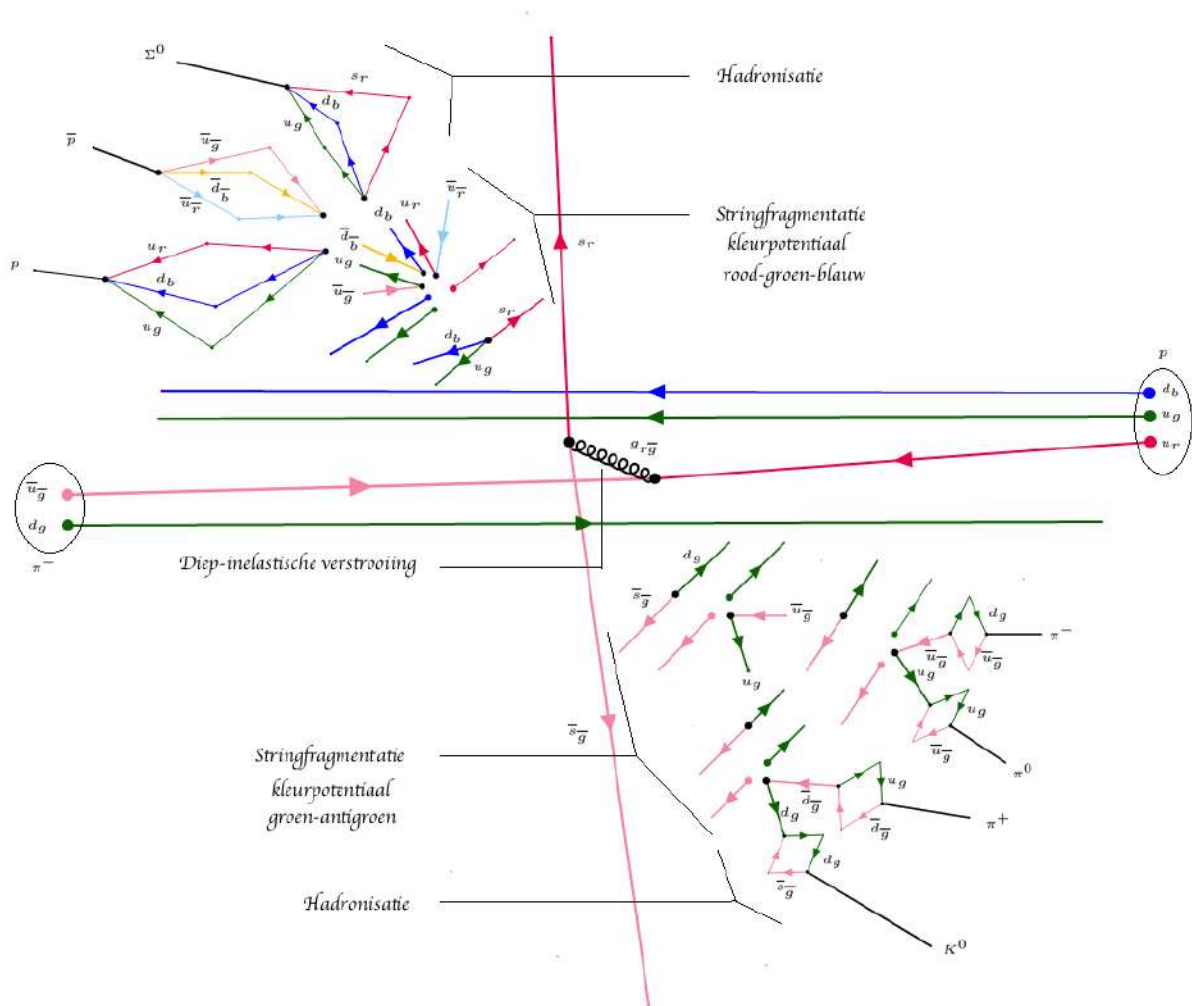
#### Diep-inelastische verstrooiing

Het eerste deel van dit proces heet diep inelastische verstrooiing en werkt als volgt: In het algemeen botsen twee quarks (een van het pion en een van het proton) daadwerkelijk op elkaar. Dit zijn de quarks die het meest tot elkaar aangetrokken worden. In het geval van dit voorbeeld zijn dat dus de upquark van het proton en de anti-upquark van het pion. De andere quarks noemen we toeschouwerquarks. Bij deze interactie wordt een gluon uitgezonden met dezelfde kleuren als de botsende quarks. Door de enorm hoge energie kunnen ook zware quarks worden gevormd, zoals in dit geval een quarkpaar strange en anti-strange. Deze vliegen vervolgens door de enorme energie van de botsing uit elkaar.

#### Stringfragmentatie

De uit elkaar vliegende strange- en anti-strangequark spannen met de spectatorquarks een kleurpotentiaal op. Elke quark heeft immers haar eigen kleur. In dit geval wordt er in twee richtingen een kleurpotentiaal opgespannen. De kleurpotentiaal groen-antigroen en rood-blauw-groen zijn namelijk beide weer kleurneutraal. Tussen de afzonderlijke quarks is bo-

vendien het grootste potentiaalverschil en dus de meeste energie aanwezig. In deze groen-antigroen en rood-blauw-groen ontstaan na de diep inelastische verstrooiing nieuwe quarks. Dit heet stringfragmentatie en werkt als volgt: Quarks komen niet in losse toestand voor in de natuur en zijn altijd aan elkaar gebonden. In de figuur is weergegeven dat de antigroene strangequark en groene upquark aan elkaar zijn gebonden, maar door de hoge energie van de potentiaal uit elkaar vliegen. Dit geldt ook voor de rode downquark, groene upquark en rode strangequark.



Figuur 7: Dit is een impressie van de botsing tussen een negatief geladen pion en een proton.

Naarmate de quarks verder uit elkaar vliegen, neemt de spanning toe. Vergelijk dit met een elastiekje: Naarmate je de uiteinden verder uit elkaar trekt, worden ze weer sterker tot elkaar aangetrokken. Op een gegeven moment zouden de quarks dus weer naar elkaar toe moeten bewegen, maar doordat er zoveel energie is gebeurt dat niet. Het is namelijk voordeliger dat er een quarkpaar uit het vacuüm ontstaat, waarbij de ontstane antiquark aan de bestaande quark bindt en de ontstane quark aan de bestaande antiquark. In de figuur zien we dat er in

de groen-antigroen een quarkpaar down en anti-down ontstaat. Dit herhaalt zich zolang de energie in de kleurpotential hiervoor toereikend is. Op een gegeven moment is de energie van alle quarkbindingen tot een punt gedaald dat ze weer naar elkaar toe bewegen. Zodra dit gebeurt ontstaan er hadronen. In de rood-groen-blauw zien we dat er combinaties rood-antirood, groen-antigroen en blauw-antiblaauw ontstaan.

### Hadronisatie

Uiteindelijk ontstaan er allerlei hadronen uit de quarks die zijn vrijgekomen tijdens de string-fragmentatie. Op een gegeven moment is het potentiaalverschil tussen de quarks zodanig gedaald, dat zij weer door elkaar worden aangetrokken. De quarks zijn nu weer gebonden en vormen zo hadronen. In de kleurpotentialen met het grootste potentiaalverschil worden verreweg de meeste quarks en dus hadronen gevormd. In het algemeen zijn dit er twee of vier. In deeltjesversnellers worden hierdoor de zogeheten jets waargenomen bij botsingen tussen deeltjes. In mijn voorbeeld zien we dat er twee jets worden gevormd. Veel hadronen zijn echter zeer instabiel en vervallen heel snel in andere hadronen en soms ook leptonen die een levensduur van  $10^{-8}$  s hebben of stabiel zijn.

## 4.4 Radiostraling

De deeltjeslawine zendt radiofrequente straling uit. De uitgezonden radiostraling van de deeltjeslawine is hetgeen dat de antenne's gaan meten. Er zijn twee processen die bijdragen aan het uitzenden van radiostraling, namelijk geomagnetische emissie en Askaryan-emissie. De geomagnetische emissie is verreweg het sterkste. [6] Om deze processen te beschrijven, maak ik gebruik van de klassieke elektrodynamica. De processen in de deeltjeslawine heb ik op deeltjesniveau beschreven, die dus in de kwantumveldentheorie plaatsvinden. De processen met betrekking tot het uitzenden van radiostraling laten zich echter beter uitleggen met behulp van de de klassieke natuurkunde.

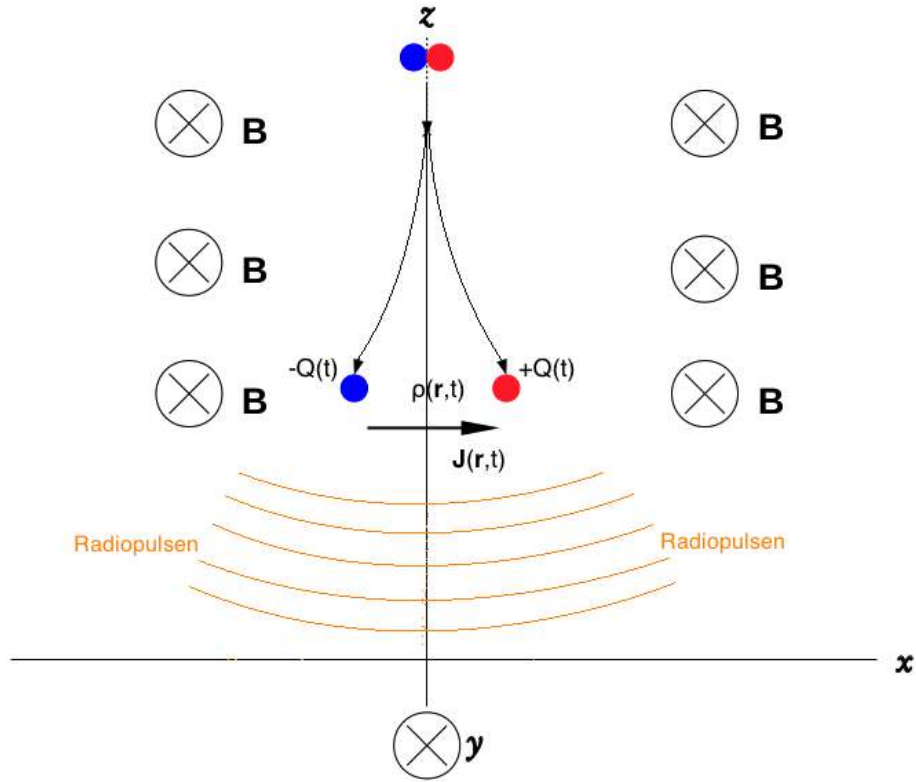
### 4.4.1 Geomagnetische Emissie

Aan de hand van figuur 8 zal ik het proces van geomagnetische emissie uitleggen. Op aarde en in de aardatmosfeer is er het aardmagnetisch veld  $\vec{B}_{geo}$ . Elektrisch geladen deeltjes die zich bewegen door een magneetveld ondervinden een Lorentzkracht (formule 2).

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

Voor bundels elektronen met lading  $-Q$  en bundels positronen met lading  $+Q$ , betekent dit dat deze uit elkaar afbuigen. De elektronen worden in de figuur naar links afgebogen en de positronen naar rechts. Dit zorgt in een versimpeld model voor een elektrische dipool. Het aantal elektronen en positronen varieert echter over de tijd in de loop van de deeltjeslawine. In feite ontstaan er dus tijdsafhankelijke plusladingen  $+Q(t)$  en tijdsafhankelijke minladingen  $-Q(t)$  in de ruimte rondom de deeltjeslawine. Dit zorgt in zijn algemeenheid voor een ladingsdichtheid  $\rho(\vec{r}, t)$  in de ruimte in en rondom de deeltjeslawine. Een tijdsafhankelijke

ladingsdichtheid geeft een tijdsafhankelijke elektrische potentiaal  $V(\vec{r}, t)$  (formule 3). Tegelijkertijd ontstaat er in dezelfde ruimte een tijdsafhankelijke stroomdichtheid  $\vec{J}(\vec{r}, t)$  tussen deze ladingen. Hierdoor ontstaat er een magnetische vectorpotentiaal  $\vec{A}(\vec{r}, t)$  (formule 4).



Figuur 8: Elektronen (blauw) en positronen (rood) worden door de Lorentzkracht uit elkaar gedreven.

$$V(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}', t')}{R} d\tau \quad (3)$$

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{J}(\vec{r}', t')}{R} d\tau \quad (4)$$

De tijdsafhankelijke elektrische en magnetische potentiaal, brengen vervolgens pulsen in het elektrisch veld en in het magnetisch veld voort (formule 5 en 6). Deze staan (zoals altijd) loodrecht op elkaar en vormen zo elektromagnetische pulsen. Dit is de radiostraling die we uiteindelijk met de antenne's gaan meten. In het algemeen zullen deze in de vorm zijn van radiopulsen.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\nabla V(\vec{r}, t) - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}, t) \quad (6)$$

De geomagnetische emissie zal verreweg het grootste deel van de radiostraling veroorzaken die we meten.

#### **4.4.2 Askaryan-emissie**

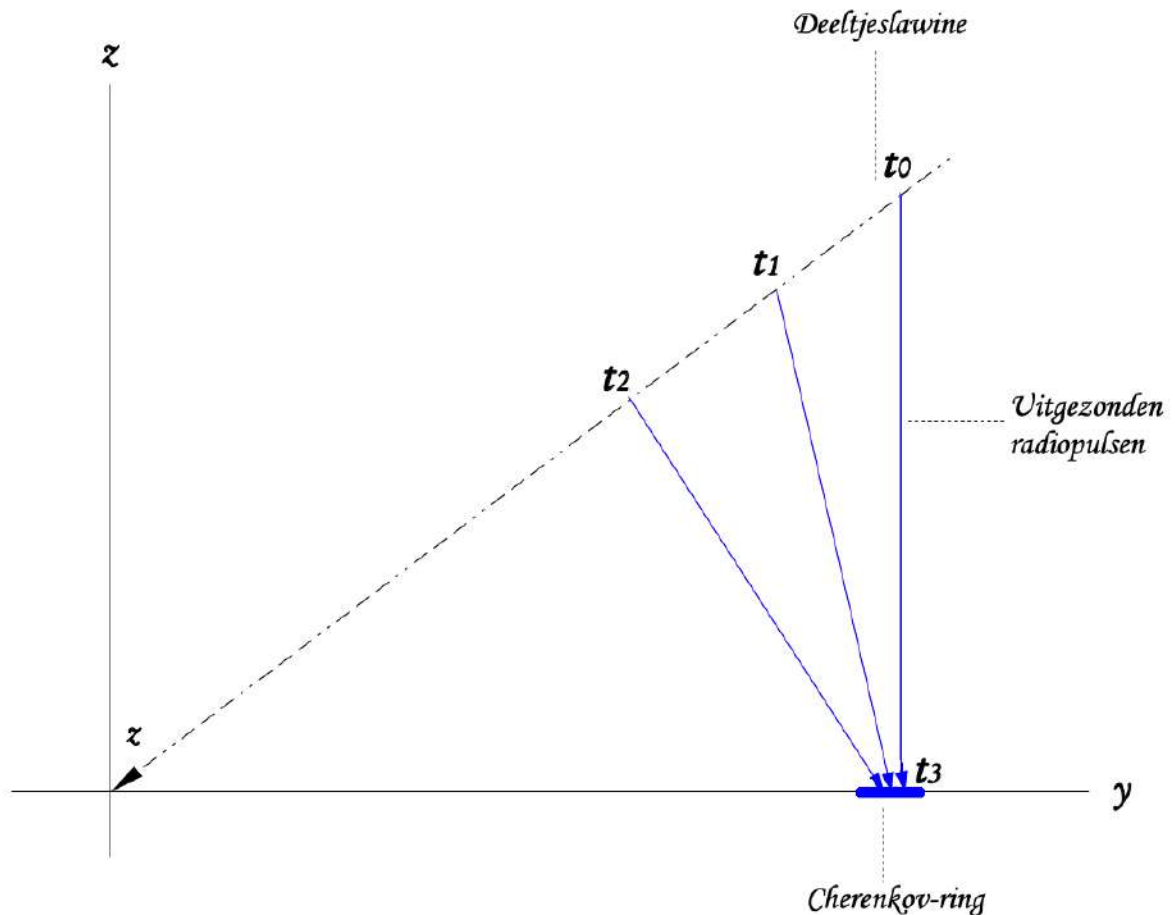
Askaryan-emissie is veel minder sterk dan de geomagnetische emissie. Ik zal kort uitleggen wat het is. De deeltjeslawine zorgt voor ionisatie van de deeltjes in de atmosfeer. De elektronen uit de atmosfeer bewegen namelijk mee met het front van de deeltjeslawine. Hierdoor wordt het front negatief geladen, terwijl ionen achterblijven in de atmosfeer. Dit effect zorgt voor een veranderende dipool die dus ook weer radiostraling afgeeft

## 5 Cherenkov-effect

De deeltjes die we bij kosmische straling bestuderen hebben allemaal een ultrahoge energie en een snelheid van  $0,9999\dots c$ . In feite is deze snelheid zo hoog dat deze hoger ligt dan de lichtsnelheid in het medium zelf, in dit geval lucht. De lichtsnelheid in een medium ligt lager dan die in vacuüm. De lichtsnelheid in een medium wordt bepaald door de brekingsindex  $n$  van het medium volgens formule 7.

$$v = \frac{c}{n} \quad (7)$$

De (standaard) brekingsindex van lucht is  $1,00029$  en dit geeft dus een lichtsnelheid  $v_{lucht} = 0,9997c$ . Dit betekent dus dat in de atmosfeer de deeltjes die we bestuderen sneller kunnen bewegen dan het licht zelf. In deze situatie treedt het zogeheten Cherenkov-effect op.

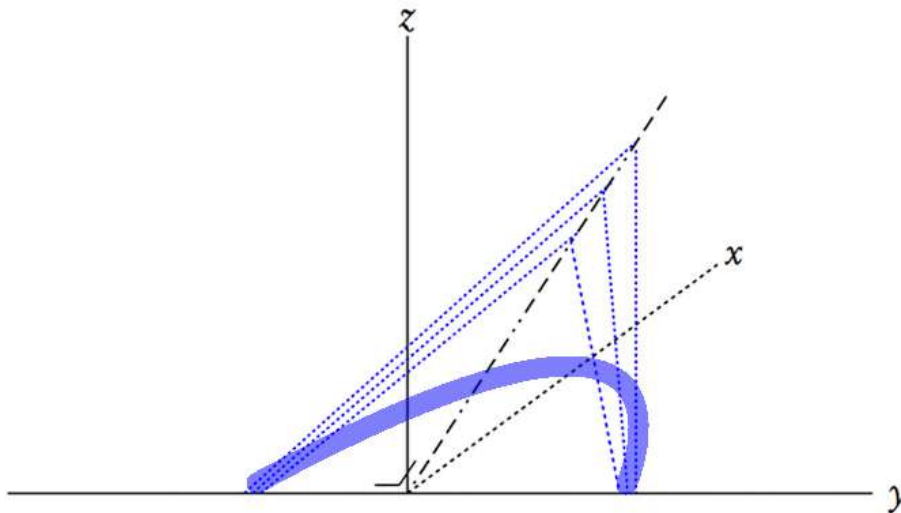


Figuur 9: In deze figuur is weergegeven dat de Cherenkov-ring wordt gevormd op het punt waar radiopulsen, uitgezonden op verschillende momenten in de deeltjeslawine, op het zelfde moment aankomen. Dit is namelijk bij  $t_3$ .

Een gevolg van het Cherenkov-effect is dat de mogelijkheid bestaat dat radiopulsen, *die op verschillende momenten zijn uitgezonden, op hetzelfde tijdstip aankomen*. Dit is weergegeven in figuur 9. De radiopulsen bij  $t_0$ ,  $t_1$  en  $t_2$  worden alle op een ander tijdstip uitgezonden. Op een bepaald punt en tijdstip  $t_3$  kunnen de radiopulsen tegelijkertijd aankomen en ontstaat er een versterking op dat punt. Op dat punt wordt de Cherenkov-ring gevormd. De vorming van de Cherenkov-ring stopt, zodra de verbindinglijn van de bron naar waarnemer loodrecht op de bewegingsrichting van de bron staat. De Cherenkov-ring komt dus altijd achter de bron, in dit geval het punt van uitzenden in de deeltjeslawine.

## 5.1 Cherenkov-ring

Het is de bedoeling dat GRAND ook de Cherenkov-ring van deeltjeslawines kan meten. Om de grootte van de Cherenkov-ring te bepalen heb ik samen met mijn begeleider een computerprogramma geschreven. Dit is deelproject 1 van mijn stagewerk. In figuur 10 is duidelijk te zien hoe de ring op het aardoppervlak ontstaat.



*Figuur 10: In deze figuur is duidelijk te zien hoe de Cherenkov-ring wordt gevormd. Langs de y-as (dus loodrecht op de deeltjeslawine) is de ring bovendien symmetrisch.*

Om de ligging van de Cherenkov-ring te bepalen, moeten we berekenen op welke afstand van het midden van de deeltjeslawine de radiopulsen gelijktijdig aankomen. Voor mijn bachelorproject heb ik alleen gekeken naar de as loodrecht op de deeltjeslawine, omdat de Cherenkov-ring in deze as symmetrisch is. In de richting evenwijdig aan de deeltjeslawine wordt de Cherenkov-ring namelijk aan een kant uitgerekt. Om ook deze as te berekenen werd te omvangrijk voor mijn bachelorproject.

## 6 Deelproject 1: Programma Cherenkov-ring

In dit hoofdstuk leg ik de berekening van de Cherenkov-ring stap voor stap uit. In de laatste paragraaf heb ik de tabel met uitkomsten opgenomen van het computerprogramma. De volledige code van het computerprogramma zelf is als bijlage opgenomen in hoofdstuk 9.

### 6.1 Atmosferische Waarden

Om de atmosferische waarden te berekenen, maak ik onder andere gebruik van de *US Standard Atmosphere 1976* [7]. Hiernaar zal ik verwijzen met US Standard.

#### 6.1.1 Luchtdruk

In de US Standard zijn op pagina 12 twee formules gedefinieerd voor het bepalen van de luchtdruk op bepaalde hoogte. Deze staan hieronder als formule 8 en 9. In deze formules zijn  $P_b$  en  $T_b$  respectievelijk een basiswaarde luchtdruk en temperatuur uit de tabel.  $T_g$  is de bijbehorende temperatuurgradiënt.  $g$  is de gravitatieconstante,  $R$  de universele gasconstante en  $M$  de molaire massa van de aarde. Formule 8 is alleen voor het geval dat  $T_g = 0$ , om deling door nul te voorkomen.

$$P_{local} = P_b \exp\left(-\frac{gM(h-h_b)}{RT_b}\right) \quad (8)$$

$$P_{local} = P_b \left(\frac{T_b}{T_b + T_g(h-h_b)}\right)^{\left(\frac{gM}{RT_g}\right)} \quad (9)$$

We maken nu een aantal definities, voordat we de formule in ons programma opnemen:

$$\begin{aligned} \Delta h &= h - h_b \\ T_{local} &= T_b + T_g \Delta h \\ \text{GMR} &= \frac{gM}{R} \end{aligned}$$

In onze code staan deze formules in regel 43 en 44.

#### 6.1.2 Dichtheid

Om de dichtheid  $\sigma$  te bepalen, maken we gebruik van de ideale gaswet (formule 10). Hierin is  $P$  de luchtdruk,  $M$  de molaire massa en  $R$  de universele gasconstante.  $T$  is de temperatuur.

$$\sigma = \frac{PM}{RT} \quad (10)$$

We maken gebruik van de vaste verhouding van de ideale gaswet. We maken dus gebruik van de vaste waarden op zeeniveau ( $\sigma_0$ ,  $P_0$  en  $T_0$ ). Daarnaast gebruiken we de waarden  $P_{local}$



en  $T_{local}$  die we zojuist hebben berekend om de dichtheid op een bepaalde hoogte  $\sigma_{local}$  te berekenen. Bij het herschrijven vallen de constanten  $R$  en  $M$  tegenover elkaar weg. Hieruit volgt formule 11.

$$\begin{aligned}\frac{P_0 M}{R T_0 \sigma_0} &= \frac{P_{local} M}{R T_{local} \sigma_{local}} \\ \sigma_{local} &= \frac{\sigma_0 T_0 P_{local}}{P_0 T_{local}}\end{aligned}\quad (11)$$

In onze code zien we dit terug in regel 54.

### 6.1.3 Waterdampdruk

De hoeveelheid waterdamp heeft invloed op de brekingsindex van lucht. De afdeling Radio-communicatie van de Internationale Telecommunicatieunie (ITU-R) brengt hierover diverse aanbevelingen (Recommendations) uit. In de ITU-R P.453-14 *The radio refractive index: its formula and refractivity data* uit 2019 staan op pagina 3 standaarden beschreven voor de waterdampdruk. [8] De formule voor de waterdampdruk  $e_{local}$  staat hieronder als formule 12.

We zien een nieuwe waarde  $\rho_{local}$ . Dit is de dichtheid van de waterdamp. Hiervoor staan standaardwaarden in de ITU-R P.835-6 *Reference Standard Atmospheres* uit 2017. [9] Er zijn voor diverse hoogtengraden en seizoenen verschillende formules opgesteld. We nemen de formule midden-hoogtegraad winter op pagina 5. Deze heb ik hieronder genoteerd als formule 13.

$$e_{local} = \frac{\rho_{local} T_{local}}{216,7} \quad (12)$$

$$\rho_{local} = 3,4742 \cdot \exp(-0,2697h - 0,03604h^2 + 0,0004489h^3) \quad (13)$$

In de aanbeveling staat ook dat voor hoogtes boven 10 km de dichtheid van waterdamp op nul kan worden gezet en daarmee wordt de waterdampdruk boven de 10 km ook nul. De formules voor de waterdampdruk staan in regel 46 tot en met 50 van de code.

### 6.1.4 Brekingsindex

Uit de ITU-R P.453-14 gebruiken we de formules op pagina 2 om de brekingsindex  $n_{local}$  op bepaalde hoogte te bepalen. Deze zijn hieronder weergegeven als formule 14 en 15. Hierin is  $N_{local}$  de zogeheten radio-breking.

$$n_{local} = 1 + N_{local} \cdot 10^{-6} \quad (14)$$

$$N_{local} = 77,6 \frac{P_{local}}{T_{local}} - 5,6 \frac{e_{local}}{T_{local}} + 3,75 \cdot 10^{-5} \frac{e_{local}}{T_{local}^2} \quad (15)$$

De formules voor de brekingsindex staan in regel 51 en 52 van de code.

## 6.2 Afstanden

In deze paragraaf leid ik de formules af die nodig zijn om alle afstanden te berekenen.

### 6.2.1 Straal van de aarde

De aarde is geen perfecte bol, maar meer een sferoïde. We gaan er in dit geval, zoals in het algemeen gebruikelijk is, vanuit dat de aarde een oblate sferoïde is. Om de straal te berekenen op een bepaalde hoogtegraad, hebben we de straal op de polen  $R_{pole}$  en de straal op de evenaar  $R_{eq}$  nodig. Voor de straal van de aarde op bepaalde hoogtegraad  $\phi$  is formule 16 vastgesteld.

$$R_{earth}(\phi) = \sqrt{\frac{\left(R_{eq}^2 \cos(\phi)\right)^2 + \left(R_{pole}^2 \sin(\phi)\right)^2}{\left(R_{eq} \cos(\phi)\right)^2 + \left(R_{pole} \sin(\phi)\right)^2}} \quad (16)$$

Deze formule komt terug in de code als functie in regel 21.

### 6.2.2 Afgelegde afstand

Om de afgelegde afstand van de deeltjeslawine in de atmosfeer te bepalen, moeten we een formule afleiden. Dit doe ik aan de hand van figuur 11. Merk op dat we nu wel van een cirkel kunnen uitgaan, omdat we in dit bewijs een doorsnede in de hoogte van de sferoïde gebruiken.

Punt M is het middelpunt van de aarde met straal  $R = R_{earth}(\phi)$ . Punt A is de hoogte  $a$  vanaf waar wij het begin van de atmosfeer definiëren. De hoogte  $b$  van de berg waarop de antenne's zijn geplaatst noemen we punt B.  $z$  is de Zenith-hoek, waaronder de deeltjeslawine de antenne bereikt. We zijn nu geïnteresseerd in de afstand  $|BE| = X_{start}$ . Dit is namelijk de afstand die deeltjes door de atmosfeer hebben gereisd totdat ze bij de antenne zijn aangekomen.

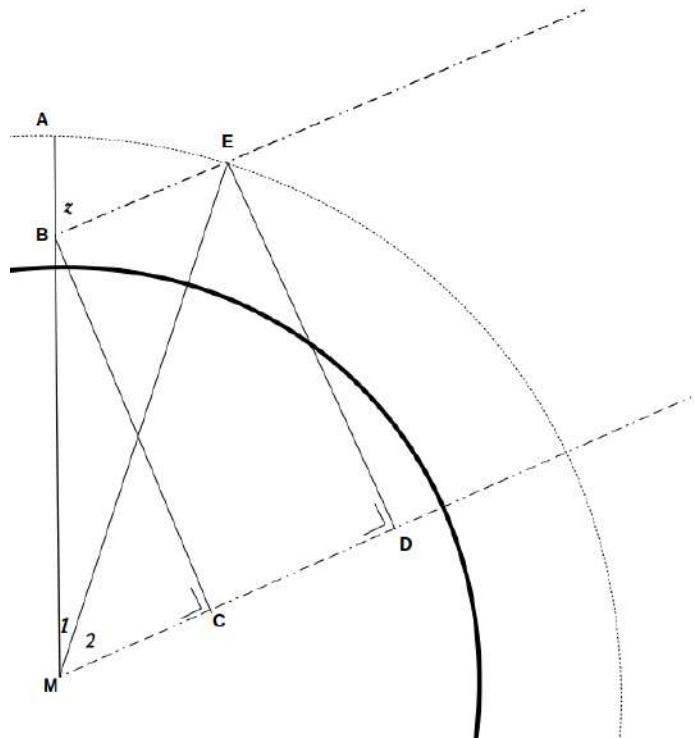
$$\begin{aligned} |AM| &= R + a \\ |BM| &= R + b \\ |EM| &= |AM| \end{aligned}$$

We trekken langs lijn BE een lijn DM evenwijdig door M. Hierdoor ontstaat een overeenkomende hoek:

$$\begin{aligned} BE & // DM \\ \angle M_{12} &= z \end{aligned}$$

We trekken vanuit punt B een lijnstuk loodrecht op lijn MD. Het snijpunt noemen we punt C. De lengtes van de zijden van de ontstane driehoek CBM zijn dan:

$$\begin{aligned} |BC| &= \sin(z) \cdot |BM| \\ |CM| &= \cos(z) \cdot |BM| \end{aligned}$$



Figuur 11: De afstand die we willen bepalen is  $|BE|$ . Dit is namelijk de afstand die de deeltjeslawine aflegt, vanaf de hoogte waarop wij het begin van de atmosfeer definiëren. Deze tekening is niet op schaal.

We trekken ook een lijnstuk vanuit punt E loodrecht op lijn DM en evenwijdig aan lijnstuk BC. Gelijk geldt dus dat deze lijnstukken even lang zijn:

$$\begin{aligned} BC & // DE \\ |BC| & = |DE| \end{aligned}$$

Er ontstaat nu een grote driehoek EDM. De lengte van zijde DM is dan:

$$|DM| = \sqrt{|EM|^2 - |DE|^2}$$

Er is nu ook een rechthoek CDBE ontstaan. Gebruikmakend van het feit dat CDBE een rechthoek is,

$$\begin{aligned} |BE| & = |CD| \\ |BE| & = |DM| - |CM| \\ |BE| & = \sqrt{|EM|^2 - |DE|^2} - \cos(z) \cdot |BM| \end{aligned}$$

volgt daaruit formule 17 voor de afstand die we zoeken:

$$X_{start} = \sqrt{(R+a)^2 - (\sin(z) \cdot (R+b))^2} - \cos(z) \cdot (R+b) \quad (17)$$

Deze formule staat in regel 75 van de code.

### 6.2.3 Iteratie

We itereren steeds na een bepaalde afstand  $X_{delta}$ . We definiëren nu een afstand  $X(i)$ , die we laten beginnen bij  $X_{start}$ . Vervolgens trekken we hier bij elke iteratiestap  $X_{delta}$  vanaf. We maken dus een rij met formule 18, waarmee we numeriek kunnen integreren. Deze rij over  $i$  representeert dus het traject van de deeltjeslawine langs lijnstuk BE.

$$X(i) = X_{start} - X_{delta}i \quad (18)$$

De iteratie wordt uitgevoerd in regel 96 van de code.

### 6.2.4 Hoogte

We willen de hoogte  $X_{alt}$  weten gedurende het traject van de deeltjeslawine langs lijnstuk BE. Hiervoor schrijven we  $|EM|$  eerst in termen van  $|BE|$  en trekken daarvan  $R$  af om de hoogte boven het aardoppervlak te verkrijgen op het startpunt. Dit doen we met behulp van de cosinusregel toegepast op driehoek BEM.

$$\begin{aligned} X_{alt} &= |EM| - R \\ &= \sqrt{|BE|^2 + |BM|^2 - 2|BM||BE|\cos(\pi - z)} - R \\ &= \sqrt{X_{start}^2 + (R+b)^2 - 2(R+b)X_{start}\cos(\pi - z)} - R \end{aligned}$$

We vervangen nu  $X_{start}$  door  $X(i)$  en verkrijgen zo een rij voor de hoogte van de deeltjeslawine  $X_{alt}(i)$ . Gebruikmakend van de gelijkheid  $\cos(\pi - z) = -\cos(z)$ , volgt formule 19:

$$X_{alt}(i) = \sqrt{X(i)^2 + (R+b)^2 + 2(R+b)X(i)\cos(z)} - R \quad (19)$$

Deze formule staat in regel 78 van de code.

### 6.2.5 Geopotentiële hoogte

Op bladzijde 8 van de US Standard staat dat men in de US Standaard uitgaat van de zogeheten geopotentiële hoogte. Deze wordt berekend met formule 20.

$$h_{geo}(\phi) = \frac{X_{alt}R_{earth}(\phi)}{X_{alt} + R_{earth}(\phi)} \quad (20)$$

In de code staat deze formule in regel 35.

### 6.2.6 Gepasseerde hoeveelheid lucht

Om de gepasseerde hoeveelheid lucht te bepalen, gaan we numeriek integreren. Hiervoor moeten we namelijk integreren over de dichtheid op bepaalde hoogte  $\sigma_{local}$ . We hebben al een mooie rij gedefinieerd waarover we dit kunnen doen. We berekenen dus telkens functiewaarden van  $\sigma_{local}$  aan de hand van de rij  $X_{alt}$ . We verkrijgen zo formule 21 voor de gepasseerde hoeveelheid lucht  $X_{gram}$ .

$$X_{gram} = \sum_{i=0}^{X_{start}/X_{delta}} X_{delta} \cdot \sigma_{local}(X_{alt}(i)) \quad (21)$$

In de code staat deze formule in regel 81.

### 6.3 Aankomsttijden radiostraling

Om de aankomsttijden van de radiostraling te bepalen hebben we twee tijdcomponenten nodig. Als we alle aankomsttijden van de radiostraling weten, dan kunnen we hieruit de grootte van de Cherenkov-ring bepalen. De twee tijdcomponenten die we nodig hebben zijn zonder diepte getekend in figuur 12. We zien dat we eerst een stukje reistijd van de deeltjeslawine nodig hebben:  $T_{core}$ . Daarna moeten we de reistijd van de radiostraling bepalen:  $T_{radio}$ . De aankomsttijden van de radiostraling zijn dus in de vorm van formule 22.

$$T_{arrival} = T_{Core} + T_{radio} \quad (22)$$

#### 6.3.1 Reistijd Deeltjeslawine

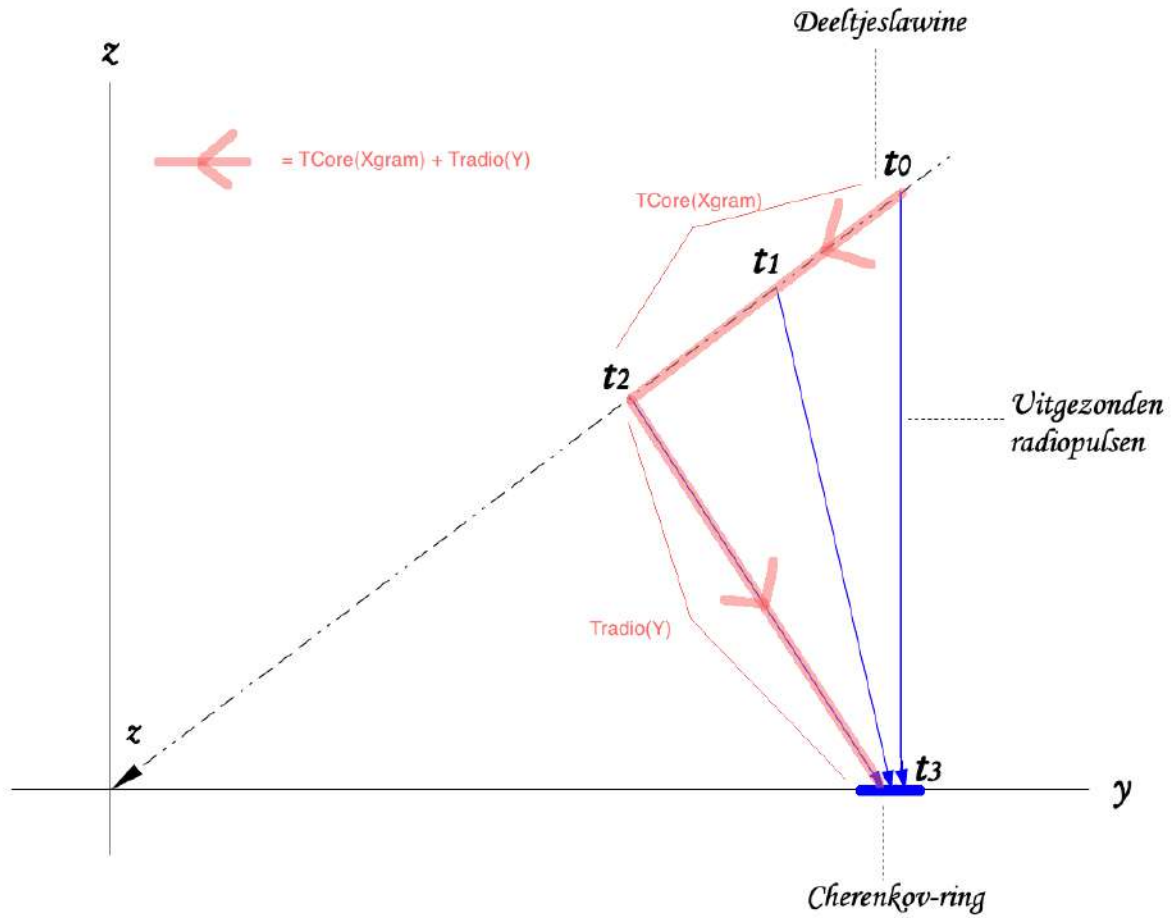
De afgelegde reistijd van de deeltjeslawine is afhankelijk van hoe ver we in de deeltjeslawine zitten, dus van  $X_{gram}$ . De reistijd is te bepalen met het aantal iteratiestappen  $i_{stop}$ , dat we hebben gelopen om een bepaalde waarde van  $X_{gram}$  te bereiken, maal de iteratie-afstand  $X_{delta}$ . De snelheid van de deeltjes ronden we af op de lichtsnelheid. Nu volgt formule 23. We definiëren hierin dus  $i_{stop}$  als het aantal stappen dat nodig was om de waarde van  $X_{gram}$  te bereiken.

$$T_{core}(X_{gram}) = \frac{X_{delta} \cdot i_{stop}(X_{gram})}{c} \quad (23)$$

We zetten op deze bepaalde waarde van  $X_{gram}$  de deeltjeslawine even stil om de volgende tijdcomponent te kunnen berekenen.

#### 6.3.2 Reistijd Radiostraling

Na een bepaalde gepasseerde hoeveelheid lucht zetten we de iteratie over  $i$  (de deeltjeslawine) even stil op punt P zoals in figuur 13. We kunnen op dit punt berekenen hoe lang het



Figuur 12: In deze figuur is duidelijk te zien waarom de aankomsttijd door twee componenten wordt bepaald. In deze tekening is geen diepte getekend.

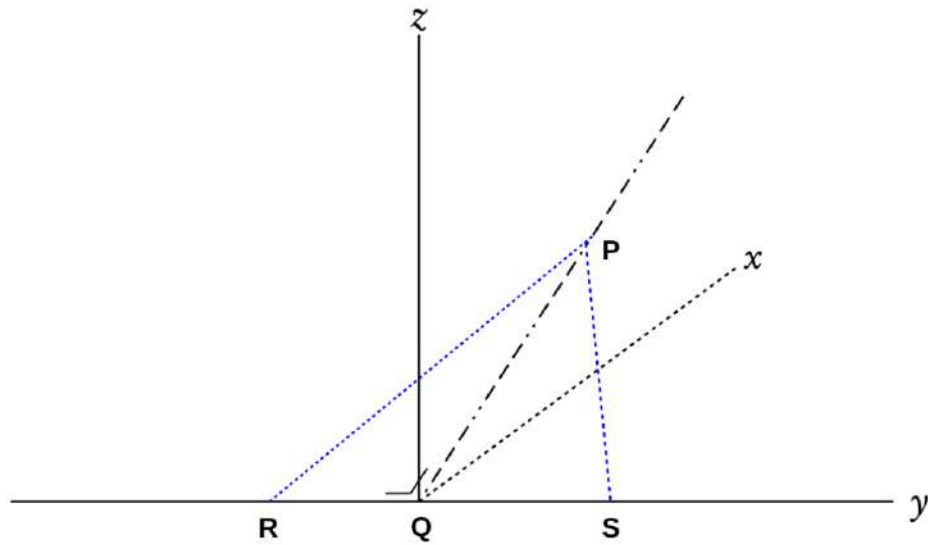
licht erover doet om de verschillende antenne's langs de y-as te bereiken. Hiervoor definiëren we de y-afstand  $Y(k)$  volgens formule 24.  $Y_{step}$  is hierin de nauwkeurigheid, waarmee we de iteratie hiervoor over de y-as laten lopen. In de code heb ik hiervoor 10 meter.

$$Y(k) = Y_{step}k \quad (24)$$

De afstand die de radiostraling aflegt is  $|PR|$ , waarbij punt R over de gehele y-as kan liggen. Deze kunnen we als volgt bepalen: We kijken nu naar de rechthoekige driehoek PQR in het vlak van de deeltjeslawine. We weten dat de afstand  $|PQ| = X(i)$ . De afstand  $|PR|$  kunnen we dan bepalen met formule 25.

$$|PR| = \sqrt{X(i)^2 + Y(k)^2} \quad (25)$$

We willen de iteratie over  $i$  (de deeltjeslawine) door laten lopen en tegelijkertijd de uitgezonden radiostraling ook over deze iteratie laten lopen. Dit doen we vanaf het punt  $i_{stop}$  waarop



Figuur 13: In deze figuur kunnen we de lijnen zien die de deeltjeslawine en de radiostraling afleggen. De deeltjeslawine reist over lijn PQ en de radiostraling over lijn PR. De situatie is symmetrisch en daarom  $|PS| = |PR|$ .

we de deeltjeslawine even hadden stopgezet en gebruiken dus de afstand  $X_{stop} = X(i_{stop})$ . We projecteren nu de lijn van de radiostraling PR op de lijn van de deeltjeslawine PQ en verkrijgen zo de verhouding  $P(k)$  van deze twee lijnen. Dit is formule 26.

$$P(k) = \frac{|PQ|}{|PR|}$$

$$P(k) = \frac{X_{stop}}{\sqrt{X_{stop}^2 + Y(k)^2}} \quad (26)$$

Met de inverse van  $P(k)$  kunnen we de afstand  $X_{delta}$  op lijn PQ vertalen naar een afstand op lijn PS, namelijk  $P(k)^{-1} X_{delta}$ . We rekenen zo in een wiskundige ruimte waarin de deeltjeslawine en de radiostraling parallel aan elkaar de iteratie doorgaan. We kunnen nu bijna de reistijd  $T_{radio}$  van de radiostraling bepalen. Waar we nog rekening mee moeten houden is dat de snelheid  $v = c/n$  van de radiostraling wordt bepaald door de brekingsindex. De brekingsindex is afhankelijk van de hoogte waarop we ons bevinden. Als we met dit alles rekening houden volgt formule 27 om de reistijd  $T_{radio}(k)$  van de radiostraling op een bepaalde antenne langs de y-as  $Y(k)$  te bepalen. Hiermee kunnen we de iteratie van de radiostoring over  $i$  laten lopen, tegelijkertijd met de iteratie over  $i$  van de deeltjeslawine.

$$\begin{aligned}
T_{radio}(k) &= \sum_{i=i_{stop}}^{X_{start}/X_{delta}} \frac{P(k)^{-1} X_{delta}}{v} \\
T_{radio}(k) &= \sum_{i=i_{stop}}^{X_{start}/X_{delta}} \frac{X_{delta} \cdot n_{local}(X_{alt}(i))}{P(k)c} \tag{27}
\end{aligned}$$

### 6.3.3 Aankomsttijden

Met de twee tijdcomponenten die we zojuist hebben berekend kunnen we dus de aankomsttijd van alle radiostraling bepalen. We kunnen dit doen voor alle antenne's langs de y-as: Dit is dus parameter  $k$ . Daarnaast kunnen we dit doen voor alle punten in de deeltjes lawine: Dit is parameter  $X_{gram}$ . Formule 28 volgt als we de twee tijdcomponenten optellen.

$$\begin{aligned}
T_{arrival} &= T_{Core}(X_{gram}) + T_{radio}(k) \\
T_{arrival}(X_{gram}, k) &= \frac{X_{delta} \cdot i_{stop}(X_{gram})}{c} + \sum_{i=i_{stop}}^{X_{start}/X_{delta}} \frac{X_{delta} \cdot n_{local}(X_{alt}(i))}{P(k)c} \tag{28}
\end{aligned}$$

De lijsten met aankomsttijden worden bepaald in regel 82 tot en met 103 van de code.

## 6.4 Ring bepalen

We kunnen nu de grootte van de ring bepalen. Hiervoor ga ik dus kijken op welk punt langs de y-as de aankomsttijden voor verschillende punten in de deeltjeslawine gelijk zijn. Voor elk van de waarden van  $X_{gram}$ , is er namelijk een rij met waarden  $T_{arrival}(X_{gram}, k)$  met een waarde voor elke  $k$ , dus voor elke de y-afstand  $Y(k)$ . In dit geval kijken we naar drie tamelijk willekeurig gekozen waarden, namelijk:  $X_{gram} = 600, 700$  en  $800$ . We gaan kijken voor welke waarde van  $k$  de functiewaarden  $T_{arrival}$  gelijk zijn.

$$T_{arrival}(600, k) = T_{arrival}(700, k) = T_{arrival}(800, k)$$

Voor het afleesgemak, translteren we alle functiewaarden met  $T_{arrival}(600, k)$ . Op deze manier hebben we een duidelijk beginpunt van onze simulatie en bovendien hoeven we in feite nu alleen te zoeken naar de waarde van  $k$ , waarvoor  $T_{arrival} = 0$  voor alle gekozen waarden van  $X_{gram}$ . Op dat punt langs de y-as zijn alle aankomsttijden exact gelijk.

$$\begin{cases}
T_{arrival}(600, k) - T_{arrival}(600, k) = 0 \\
T_{arrival}(700, k) - T_{arrival}(600, k) = 0 \\
T_{arrival}(800, k) - T_{arrival}(600, k) = 0
\end{cases}$$

Dit is weergegeven in regel 104 tot en met 108 van de code.



Hieruit bleek dat een nauwkeurigheid van 0,1 ns nodig is om de ring te kunnen onderscheiden. Dit is vrij weinig en daarom kunnen we dus concluderen dat GRAND een grote nauwkeurigheid nodig heeft om de Cherenkov-ring te kunnen meten.

De gehele bovenstaande berekening herhalen we voor verschillende waarden van  $z$  om dus voor verschillende Zenith-hoeken de Cherenkov-ring te kunnen berekenen. Dit doe ik in regel 111 tot en met 119 van de code.

## 6.5 Uitkomst

Hieronder is de uitkomst van het computerprogramma in tabel 4 weergegeven. We zien dat de straal van de Cherenkov-ring groter wordt bij een grotere Zenit-hoek en bovendien wordt de ring ook dikker.  $T_{arrival}$  kan namelijk voor meerdere waarden van  $k$  gelijk aan nul zijn. Dit correspondeert met een dikkere of dunnere ring. We kunnen dus concluderen dat de ring bij grotere Zenith-hoek wordt uitgerekt. Dit komt ook overeen met de intuïtie: Bij een grotere invalshoek, wordt een lichtcirkel uitgestrekt. Tegelijkertijd betekent dit dat bij een kleine hoek de ring kleiner wordt, maar het signaal sterker en bij een grote hoek precies andersom.

Zenith-hoek [°]	Straal [m]	Dikte [m]
70	285	10
72	325	10
74	375	10
76	410	20
78	510	20
80	625	50
82	765	70
84	975	90
86	1310	120

*Tabel 4: Dit is de uitkomst van het computerprogramma, waarbij tot op 10 meter nauwkeurig de berekening wordt uitgevoerd bij een precisie van 0,1 ns. De straal is de straal tot op het midden van de ring.*

Dit computerprogramma geeft nu het eerste inzicht in de benodigde nauwkeurigheid van de opstelling om de Cherenkov-ring te kunnen detecteren. Deze is bij voorkeur 0,1 ns. Verder geeft het ook aan hoe groot deze is en met welke Zenith-hoek dit correspondeert. Natuurlijk geeft het ook inzicht in de beïnvloeding van de atmosfeer op de Cherenkov-ring.

## 7 Deelproject 2: Bias-T

Voor dit project heb ik leren solderen en als oefening heb ik drie kastjes met een bias-T gemaakt (figuur 14). Eerst heb ik het schakelschema getekend en heb ik de benodigde waarden van de componenten berekend. Daarna heb ik de bijpassende onderdelen besteld en de bias-T gemaakt. Vervolgens heb ik die getest. Uit het testen bleek dat er een aantal onvoorziene effecten optraden. Het ontwerp van en de metingen met de bias-T zal ik hieronder bespreken.

### 7.1 Functie

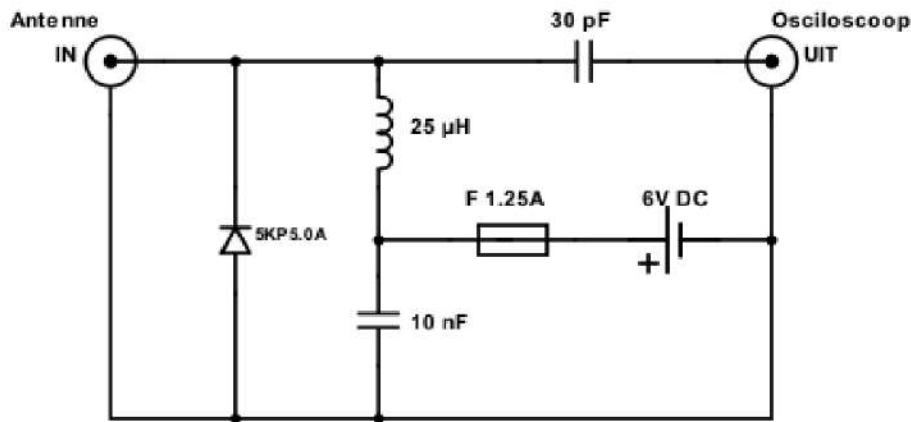
De functie van een bias-T is om over dezelfde kabel een gelijkspanning en een wisselspanning door te kunnen laten. Voor onze antenne is een bias-T noodzakelijk. De inkomende gelijkspanning is namelijk nodig om het signaal van de antenne te versterken. Tegelijkertijd wordt de uitgaande wisselspanning met het gemeten signaal van de antenne over dezelfde kabel doorgelaten. De bias-T zit normaal gesproken met een filter ingebouwd in de digitizer van de antenne, maar ter oefening heb ik er ook zelf een gemaakt.



*Figuur 14: Dit zijn de drie bias-T's die ik zelf heb gemaakt. De componenten en connectoren heb ik gesoldeerd op een printplaat. Vervolgens heb ik de printplaat in een afgesloten plastic behuizing geplaatst. Het bijbehorende schakelschema is afgebeeld in figuur 15.*

### 7.2 Ontwerp

Het schakelschema van de bias-T is weergegeven in figuur 15. Het schakelschema werkt als volgt: De 6 Volt gelijkspanning gaat door een zekering en komt daarna een spoel en een capaciteit tegen. De capaciteit houdt de gelijkspanning tegen, zodat deze door de spoel gaat en bij de antenne uitkomt. Vanuit de antenne komt vervolgens een wisselspanning die door de spoel wordt tegengehouden, zodat deze door de capaciteit bij de oscilloscoop uitkomt.



Figuur 15: Dit is het schakelschema van de bias die ik zelf heb gemaakt. De voeding kan bestaan uit een regelbare spanningskast of een accu. De voeding is verbonden door middel van een banaanstekker. De antenne en oscilloscoop zijn door middel van BNC-connectors aangesloten. Van de overige componenten staat de waarde of het artikelnummer in het schema vermeld.

De gewenste weerstand van het uitgangssignaal is  $Z_{uit} = 50 \Omega$ . De impedantie over het pad van hetingangssignaal naar het uitgangssignaal wordt alleen bepaald door de capaciteit van de condensator hiertussen. Om de capaciteit te kunnen bepalen gebruiken we formule 29. In deze formule is  $\omega$  de hoekfrequentie en  $i$  de imaginaire eenheid. We nemen  $f = 100 \text{ MHz}$  als frequentie, ofwel:  $\omega = 628 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Hieruit komt een capaciteit van  $C = 32 \text{ pF}$ .

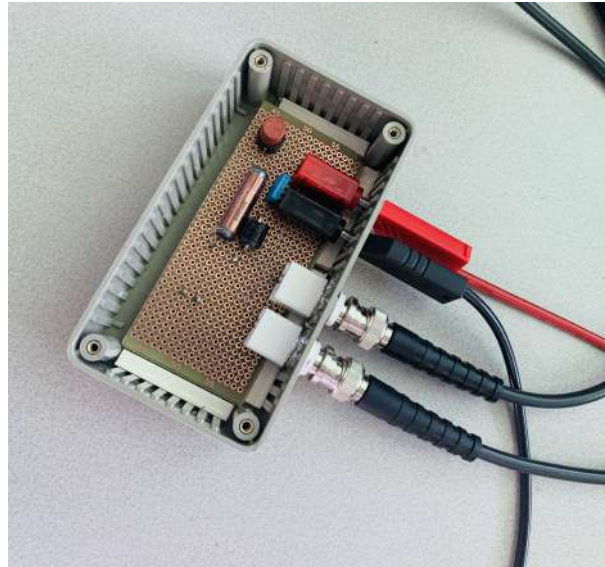
$$C = \left| \frac{1}{i\omega Z_{uit}} \right| \quad (29)$$

Vervolgens willen we dat de totale weerstand van het circuit ook gelijk is aan  $|Z_{tot}| = 50 \Omega$ . De spoel en het ingangssignaal zijn in serie geschakeld en dus worden de weerstanden hiervan opgeteld. Deze stroom door de spoel naar de antenne loopt parallel aan de stroom van IN naar UIT. Deze twee stromen moeten dus als inverse worden opgeteld. Om de totale weerstand te bepalen volgt dus formule 30, waarbij we de absolute waarde van de complexe impedantie nemen. In deze formule is  $L$  de inductie van de spoel en  $C$  is de capaciteit van de condensator.  $Z_{in}$  is de weerstand van het ingangssignaal. We vullen hiervoor in  $Z_{in} = 50 \Omega$ . Als we deze waarden in de formule invullen en de vergelijking oplossen voor  $L$ , dan verkrijgen we  $L = 23 \mu\text{H}$ .

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_{tot}} &= \frac{1}{i\omega L + Z_{in}} + \frac{1}{i\omega C} \\ |Z_{tot}| &= \left| \left( \frac{1}{i\omega L + Z_{in}} + i\omega C \right)^{-1} \right| \end{aligned} \quad (30)$$

De componenten zijn dus zo gekozen zodat de totale weerstand van het circuit ongeveer  $50 \Omega$  bedraagt bij een frequentie van  $100 \text{ MHz}$ . Ik heb componenten gezocht die zo dicht

mogelijk bij de berekende waarden liggen. Met de beschikbare componenten ( $C = 30 \text{ pF}$  en  $L = 25 \text{ }\mu\text{H}$ ) komt de totale weerstand uit op  $|Z_{tot}| = 53 \text{ }\Omega$ .



*Figuur 16: Op deze figuur is de printplaat te zien waarop de componenten zijn gesoldeerd. Naast de connectoren, BNC (wit) en banaanstekkers (rood en zwart), is ook de 10 nF condensator (blauw), zekering (bruin), spoel (koperkleurig) en diode (zwart) te zien. De kleine 30 pF condensator was zo klein dat ik deze per ongeluk op de andere kant had bevestigd.*

### 7.3 Test

Met de hulp van Arjan de Kleine, medewerker Mechanische Bewerking, heb ik een testopstelling gemaakt met een spanningsbron en de antenne. Aan deze opstelling heeft de heer de Kleine een statief gemaakt voor de antenne. Hiermee kon ik de drie bias-T's testen en deze bleken te werken. Eerst heb ik dit getest met signalen van een functiegenerator. Deze kwamen goed door de bias-T. Bij het opvoeren van de gelijkspanning door de bias-T, veranderde de offset van het signaal van de functiegenerator op de oscilloscoop. Hieruit blijkt dat de bias-T werkt. Zoals ik in de inleiding al aangaf, bleek tijdens deze testen dat er een probleem was met de antenne. Het is dus niet gelukt om duidelijke signalen met de antenne op te vangen en door de bias-T's te laten gaan.

Een ander probleem bij het gebruiken van drie bias-T's, was dat er een resonantie optrad. Deze bestond uit sinussen met een periode van ongeveer  $5 \text{ }\mu\text{s}$ . De resonantie verdween soms plotseling en kwam even daarna weer terug, afhankelijk van hoe de bias-T's en kabels waren geplaatst. De afdelingsingenieurs en mijn begeleider konden in een aantal weken tijd hiervan de oorzaak niet achterhalen. Om uit te sluiten dat het aan mijn bias-T lag, hebben mijn begeleider en ik nog met een bias-T van Mini-Circuits de testen herhaald. Hierbij trad deze resonantie ook op.

## 8 Deelproject 3: Charge Controller

Nu kom ik bij het probleem met de charge controller. Figuur 17 is een foto van het prototype antenne dat nu in China staat. De antenne en digitizer worden door middel van zonnepaneel van stroom voorzien. Het zonnepaneel laadt een accu op en deze accu voorziet de antenne en de digitizer van stroom.



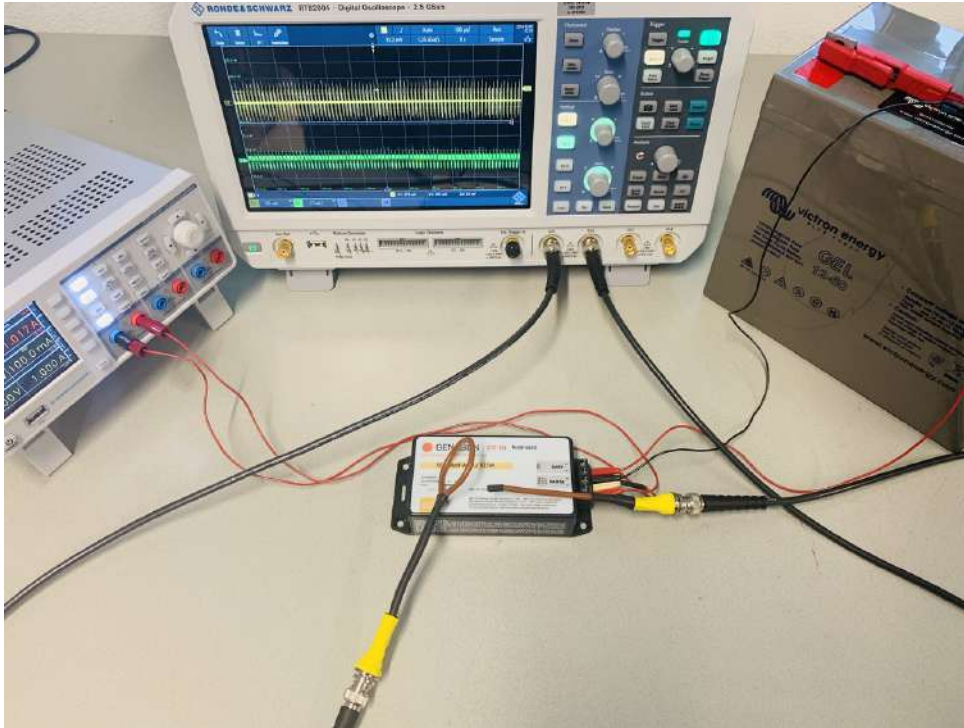
*Figuur 17: Dit is een foto van de prototype antenne's zoals die nu in China staan. Links zien we het zonnepaneel en rechts de antenne. Onder het zonnepaneel is de accu geplaatst. Tussen de antenne en het zonnepaneel ligt de digitizer op de grond.*

De oude charge controller gaf hele sterke elektromagnetische pulsen af die hinderlijk door de antenne werden opgenomen. Ik heb circuit met charge controller ontworpen en ik beschrijf in dit hoofdstuk hoe ik dat heb gedaan.

### 8.1 Ruisbepaling

Om de ruis van de charge controllers te kunnen meten heb ik in plaats van het zonnepaneel een spanningsbron aangesloten met 19 V en 1 A. Dit is de maximale hoeveelheid spanning die het zonnepaneel kan leveren. In figuur 18 is dit weergegeven. Om de ruis te bepalen heeft afdelingsingenieur Dániel Szálas-Motesiczky een kleine metalen lus gemaakt. De charge controller gaf elektromagnetische pulsen af. Deze pulsen zorgen dus voor een veranderend magnetisch veld in de ruimte rondom de charge controller. De veranderende magnetische

flux induceert een elektrische stroom in een metalen lus. Dit zegt namelijk de wet van Faraday voor magnetische inductie (formule 31). In onderstaande formule is  $\Phi_B$  de magnetische flux en  $\epsilon$  de elektromotorische kracht, wat in feite eigenlijk de spanning is.



*Figuur 18: Dit is de manier waarop ik de ruis heb bepaald van zowel de oude als de nieuwe charge controller. Links is de spanningsbron te zien. In het midden de oscilloscoop en rechts de accu. In het midden zien we een ronde antenne en een rechte antenne.*

$$\epsilon = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (31)$$

Volgens de Maxwell-Faraday vergelijking (formule 32) is er bij een veranderend magneetveld ook altijd een veranderend elektrisch veld aanwezig en andersom. We meten dus ook een elektrisch veld. Dit meet ik met de kleine rechte antenne.

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (32)$$

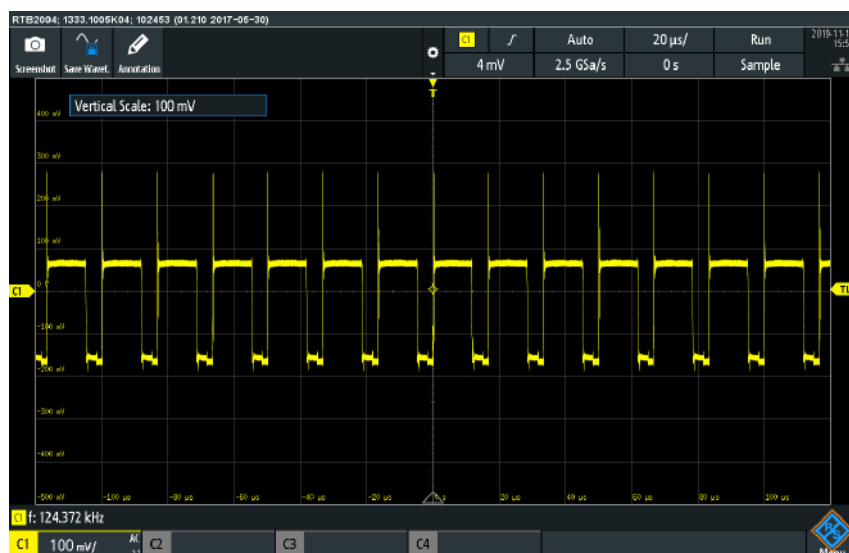
## 8.2 Oude Charge Controller

Voor mijn project is de charge controller vanuit China naar Nijmegen gestuurd. Deze gaf pulsen met pieken van 1,2 V direct naast de charge controller met een periode van 17  $\mu$ s, zoals is te zien in figuur 19.



Figuur 19: Hier zijn de gemeten pulsen weergegeven van de charge controller tijdens het opladen van de batterij bij een aanvoerspanning van 19 V en aanvoerstrom van 1 A. De lus is hier direct naast de charge controller geplaatst.

Het elektrisch veld had pieken van 420 mV. Dit is te zien in figuur 20. Om het elektrisch veld te meten heb ik een rechte antenne gebruikt.



Figuur 20: Dit zijn de pulsen die veroorzaakt worden door het elektrisch veld rondom de charge controller. Deze zijn gemeten met een rechte antenne die direct naast de charge controller was geplaatst.



### 8.3 Nieuwe Charge Controller

De nieuwe charge controller is van Genasun (GV-10). Aan de nieuwe charge controller heb ik een aantal verbeteringen gemaakt. Hierbij heeft Floris Hahn van de afdeling elektronica in het Technocentrum mij geholpen. Deze verbeteringen zijn de volgende:

#### **Aluminium behuizing**

De behuizing is nu volledig water- en stofdicht (IP66). Daarnaast is de behuizing volledig van metaal. Hierdoor is er een Faradaykooi gevormd om de charge controller, waardoor elektromagnetische straling wordt tegengehouden. De behuizing is van Hammond (1590Z150BK). Verder is de charge controller geaard aan de behuizing.

#### **Afgeschermd connectoren**

De connectoren zijn ook waterdicht (IP67) en volledig afgeschermd. We hebben 4-punts connectoren gebruikt uit de Ecomate RM-serie van Amphenol. Hiervan hebben we de aansluitpunten kruislings gebruikt, zodat de kabels niet per ongeluk verkeerd kunnen worden aangesloten.



*Figuur 21: Dit is de nieuwe charge controller in de behuizing die ik samen met de heer Hahn heb vormgegeven. De behuizing is volledig water- en stofdicht. Alle onderdelen hebben een classificatie van IP66 of hoger. Aan de voorzijde zijn de twee connectoren voor de accu en het zonnepaneel bevestigd. Deze zijn volledig met metaal afgeschermd.*





*Figuur 22: Dit is de binnenkant van de behuizing. We zien de nieuwe charge controller met bekabeling richting de connectoren, waaromheen ferrietklemmen zijn geplaatst. Daarnaast is te zien dat de charge controller geaard is aan de behuizing. Dit zijn allemaal extra maatregelen om de ruis te onderdrukken.*



*Figuur 23: Op deze foto zijn ook de bijbehorende kabels weergegeven. Ook de kabels zijn volledig afgeschermd door middel van een vlechtwerk in de kabels. De stralingsbescherming loopt op deze manier helemaal door tot aan de connectors van het zonnepaneel en de batterij.*

### Ferrietklemmen

Om de bekabeling in de behuizing van de charge controller naar de connectoren zijn ferrietklemmen geplaatst. Deze dempen zoveel mogelijk de ruis die door de bekabeling wordt opgevangen.

### Afgeschermdde kabels

Als bijbehorende kabels voor de charge controller hebben we de voedingskabel Ölflex ROBUST 215 C gebruikt. Aan deze kabels hebben we aan de ene kant onze Amphenol connectors bevestigd die kunnen worden aangesloten op de charge controller. Aan de andere kant zijn dit zonnepaneelconnectors voor de ene kabel en de andere kabel hebben we bloot gelaten. Er is hiervoor gekozen, omdat men zo op locatie in China de kabel op elke soort accu kan aansluiten.

## 8.4 Vergelijking oude en nieuwe charge controller

In de tabel hieronder is de amplitude van de ruis weergegeven. Hierin is overduidelijk een verbetering te zien. De metalen lus gaf de beste indicaties, dus daarom heb ik deze als uitgangspunt gebruikt voor de vergelijking. De ruis in het magneetveld bleek op kleinere schaal namelijk stabielier dan die van het elektrisch veld.

Charge Controller	direct naast	op 1 meter afstand
Oude	1200 mV	30 mV
Nieuwe	20 mV	0,5 mV
Nieuwe met verbeteringen	1 mV	<0,3 mV: verdwijnt in achtergrondruis

*Tabel 5: Dit zijn de maximale amplitudes die de charge controllers afgaven, gemeten met de metalen lus. Deze waarden dienden slechts ter indicatie van de grootte van de amplitudes van de ruis en daarom volstond het meten met een kleine zelfgemaakte antenne. Er staan om deze reden geen foutmarges.*

We zien dat de nieuwe charge controller met verbeteringen volledig ruisloos is. Hiermee is het project geslaagd.

## 9 Bijlage: Code Cherenkov-ring

De gehele code van het programma, geschreven in Python 3, is hieronder weergegeven.

```

1  ## Bachelorstage, Henk Brans
2
3  from math import sin, cos, sqrt, exp, pi
4
5  #US Standard Atmosphere Waarden
6  htab = [0.0, 11.0, 20.0, 32.0, 47.0, 51.0, 71.0, 84.852] #Hoogte (km)
7  ttab = [288.15, 216.65, 216.65, 228.65, 270.65, 270.65, 214.65, 186.946] #
      Temperatuur (K)
8  ptab = [1.0, 2.233611e-1, 5.403295e-2, 8.5666784e-3, 1.0945601e-3,
9          6.6063531e-4, 3.9046834e-5, 3.68501e-6] #Luchtdruk (atm)
10 gtab = [-6.5, 0.0, 1.0, 2.8, 0.0, -2.8, -2.0, 0.0] #Temperatuurgradient (K
      km^-2)
11
12 GMR = 34.163195 #Hydrostatische constante
13
14 lat = 38.8 #Hoogtegraad meetopstelling (graden)
15 REQ = 6368000 #Straal aarde bij de evenaar (m)
16 RPOLE = 6357000 #Straal aarde bij de noordpool (m)
17 RADDEG = 180 / pi #Omrekenfactor graden/radialen
18
19
20 def R_earth(lat): #Bepalen straal aarde op een gegeven hoogtegraad
21     phi = lat / RADDEG
22     Re = ( REQ**2 * cos(phi)**2 + (RPOLE**2 * sin(phi)**2 )
23     Re = sqrt( Re / ((REQ * cos(phi))**2 + (RPOLE * sin(phi))**2) )
24     return Re
25
26 Rearth = R_earth(lat) #Straal aarde op gegeven hoogtegraad (m)
27
28 def hsearch(h): #Bepalen welke rij uit US Standard nodig is
29     for i in range (7,-1,-1):
30         hsearch = htab[i]
31         if h >= hsearch:
32             return i
33
34 def dens_atmosphere(Alt, Rearth): #Berekenen dichtheid atmosfeer op
      bepaalde hoogte
35     h = Alt * Rearth / (Alt + Rearth)
36     j = hsearch(h)
37     tgrad = gtab[j]
38     tbase = ttab[j]
39     deltah = h - htab[j]
40     tlocal = tbase + tgrad * deltah
41     theta = tlocal / ttab[0]
42     if tgrad == 0:
43         plocal = ptab[j] * exp(-GMR * deltah / tbase)
44     else:

```

```

45     plocal = ptab[j] * pow(tbase / tlocal, GMR / tgrad)
46     if Alt < 10:
47         w_rho = 3.4742 * exp(-0.2697 * Alt - 0.03604 * Alt**2 + 0.0004489 *
48             Alt**3)
49     else:
50         w_rho = 0
51     w_e = w_rho * tlocal / 216.7
52     IR = 77.6 * (plocal * 1013.25 / tlocal) - 5.6 * w_e / tlocal + 3.75e5 *
53     w_e / (tlocal**2) #1013.25 Omrekenfactor druk atm - hPa
54     refraction = 1 + IR * 1e-6 #Brekeingsindex
55     sigma = 1.225e-3 * plocal / theta #Dichtheid (g cm^-3), druk in atm (p0
56     = 1): omrekenen niet nodig, want verhouding
57     return sigma, refraction
58
59 altitude = 3000 #Hoogte meetopstelling (m)
60 atm_top = 50000 #Hoogte begin atmosfeer (m)
61 c = 0.299792458 #Lichtsnelheid (m ns^-1)
62
63 Ysteps = 140 #Aantal stappen van 10 m in de y-as
64
65 def Tdist(Zena): #Maken van de lijsten met aankomsttijden
66     TCore = 0
67     X_gram = 0 #Aantal gram dat is gepasseerd
68     X_p = 0 #Een iteratiestap voor X_gram
69     Ydist = list(range(0, 10*Ysteps, 10)) #Bereik afstanden y-as (m) met
70     stappen van 10 m
71     Pdist600 = [0] * Ysteps
72     Pdist700 = [0] * Ysteps
73     Pdist800 = [0] * Ysteps
74     Tdist600 = [0] * Ysteps
75     Tdist700 = [0] * Ysteps
76     Tdist800 = [0] * Ysteps
77     X_delta = 10
78     zen = Zena / RADDEG
79     X_start = sqrt( (Rearth + atm_top)**2 - ( (Rearth + altitude) * sin(zen
80     ) )**2 ) - (Rearth + altitude) * cos(zen)
81     X = X_start
82     while X > 0:
83         X_alt = - Rearth + sqrt( X**2 + (Rearth + altitude)**2 + 2*(Rearth
84         + altitude) * cos(zen) * X)
85         sigma = dens_atmosphere(X_alt/1000, Rearth/1000)[0] #Input
86         dens_atmosphere is in km
87         refraction = dens_atmosphere(X_alt/1000, Rearth/1000)[1]
88         X_gram += sigma * X_delta * 100 * 1 * 1
89         if X_p < 600 and X_gram >= 600:
90             for k in range (Ysteps):
91                 Tdist600[k] = TCore
92                 Pdist600[k] = X / sqrt( X**2 + Ydist[k]**2 )
93         elif X_p < 700 and X_gram >= 700:
94             for l in range (Ysteps):
95                 Tdist700[l] = TCore

```

```
89         Pdist700[1] = X / sqrt( X**2 + Ydist[1]**2 )
90     elif X_p < 800 and X_gram >= 800:
91         for m in range (Ysteps):
92             Tdist800[m] = TCore
93             Pdist800[m] = X / sqrt( X**2 + Ydist[m]**2 )
94     X_p = X_gram
95     TCore += X_delta / c
96     X += -X_delta
97     for n in range (Ysteps):
98         if Pdist600[n] != 0: #Deling door nul voorkomen
99             Tdist600[n] += ( X_delta * refraction / (Pdist600[n] * c) )
100        if Pdist700[n] != 0:
101            Tdist700[n] += ( X_delta * refraction / (Pdist700[n] * c) )
102        if Pdist800[n] != 0:
103            Tdist800[n] += ( X_delta * refraction / (Pdist800[n] * c) )
104    for p in range (Ysteps):
105        Tdist800[p] = Tdist800[p] - Tdist600[p]
106        Tdist700[p] = Tdist700[p] - Tdist600[p]
107        Tdist600[p] = Tdist600[p] - Tdist600[p]
108    return Tdist600, Tdist700, Tdist800
109
110
111 for Zena in range(70, 88, 2): #Zoeken waar aankomsttijden gelijk zijn voor
verschillende Zenith-hoeken
112     Tdist700 = Tdist(Zena)[1]
113     Tdist800 = Tdist(Zena)[2]
114     for q in range(Ysteps): #Afronden op 0,1 ns
115         Tdist700[q] = round(Tdist700[q], 1)
116         Tdist800[q] = round(Tdist800[q], 1)
117     for r in range(Ysteps):
118         if Tdist700[r] == Tdist800[r]:
119             print(Zena, r)
```

## Referenties

- [1] GRAND Collaboration, *The Giant Radio Array for Neutrino Detection (GRAND): Science and Design*, 2018. arXiv: 1810.09994 [astro-ph.HE].
- [2] S. Caron, *Hoorcollege, Structuur der Materie: Subatomaire Fysica*, 2019.
- [3] V. O. Egorov en I. P. Volobuev, *Neutrino oscillation processes in quantum field-theoretical approach*, 2017. arXiv: 1709.09915 [hep-ph].
- [4] J. Matthews, *A Heitler model of extensive air showers*, 2004. adres: <http://particle.astro.ru.nl/ps/astropart1415-wk7a.pdf>.
- [5] Particle Data Group, *Review of Particle Physics: Chapter 59*, aug 2018. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [6] F. G. Schröder, *Air Shower Detection by Arrays of Radio Antennas (ISVHECRI 2018)*, 2018. arXiv: 1811.01496 [astro-ph.IM].
- [7] NASA, *U.S. Standard Atmosphere, 1976*. adres: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539.pdf>.
- [8] ITU-R, *P453: The radio refractive index: its formula and refractivity data, Recommendation P453-14 (08/2019)*. adres: <https://www.itu.int/rec/R-REC-P.453-14-201908-I/en>.
- [9] ITU-R, *P835: Reference Standard Atmospheres, Recommendation P835-6 (12/2017)*. adres: <https://www.itu.int/rec/R-REC-P.835-6-201712-I/en>.

Begeleider:

dr. Charles Timmermans

Technische ondersteuning:

René Habraken

Dániel Szálas-Motesiczky

Ondersteuning vanuit het Technocentrum:

Arjan de Kleine

Floris Hahn

Aanvullende theoretische ondersteuning:

prof. dr. Sijbrand de Jong

prof. dr. Ronald Kleiss

Tweede corrector:

prof. dr. Jörg Hörandel