



UNIVERSITY OF AMSTERDAM  
FACULTEIT DER NATUURWETENSCHAPPEN, WISKUNDE EN INFORMATICA

MSc. THESIS PARTICLE AND ASTROPARTICLE PHYSICS  
COMMUNICATION AND EDUCATION VARIANT (CE-VARIANT)

---

# Simulation of the Gerasimova-Zatsepin effect for HiSPARC

---

AUTHOR:  
Jeffrey Wouda  
6114733

SUPERVISOR AND FIRST EVALUATOR:

Prof. dr. ing. Bob van Eijk  
Nikhef

SECOND EVALUATOR:

Prof. dr. Paul Kooijman  
Nikhef

PERFORMED IN PERIOD:  
14-01-2013 to 05-07-2013



HiSPARC



NOVEMBER 27, 2013

## Abstract

The Gerasimova-Zatsepin effect has been postulated in 1960 to learn more about the cosmic ray composition at high energies. Because of this GZ-effect, high-energy cosmic ray particles can interact with photons from the Sun and photodisintegrate, after which a nucleon is emitted. After this photodisintegration, both fragments will be deflected in the interplanetary magnetic field in different ways. Upon arriving on Earth, both fragments will cause simultaneous extensive air showers which can be measured by detectors on Earth. To our knowledge, this effect has not been detected experimentally.

The main goal of this thesis is to study the possibility of measuring the Gerasimova-Zatsepin effect with HiSPARC. This will be done by using a numerical model to simulate GZ events. We will also study general features of the GZ-effect such as the separation distance and the angle between the fragments. We conclude that with the current setup of HiSPARC, a final GZ event rate of  $10^{-4}$  events per year is expected. This is not enough to successfully measure the GZ-effect.

## Nederlandse samenvatting

De aarde wordt constant gebombardeerd met kosmische straling. Dit is een verzamelaar voor allerlei elektromagnetische golven en elektrisch geladen deeltjes. Deze kosmische straling dringt vanuit de ruimte de aardatmosfeer binnen en botst daarbij op deeltjes in de atmosfeer. Hierdoor ontstaan zogeheten showers, ook wel deeltjesregens genoemd.

Ondanks dat we al veel weten over kosmische straling, zijn er ook nog veel vragen. Zo is nog weinig bekend over waar kosmische straling bijvoorbeeld precies vandaan komt, hoe ze tot enorm hoge energieën (tot ongeveer  $10^{20}$  eV) kunnen worden versneld en wat de samenstelling is van de massa van kosmische straling.

Om meer te leren over deze samenstelling van massa, opperde twee Russische natuurkundigen in 1960 een nieuwe methode om de massa van kosmische deeltjes te achterhalen. Zij voorspelden dat een enorm energetisch kosmisch deeltje,  $E > 10^{15}$  eV, een interactie aan kan gaan met een photon van de Zon. Hierbij kan photodesintegratie plaatsvinden: het energetische kosmische deeltje splitst op in twee fragmenten, waarbij een van de fragmenten een nucleon is. Als beide fragmenten hierna de Aarde bereiken, zullen zij vrijwel tegelijk een shower veroorzaken. Door het meten van de energie van beide showers, kan het massagetal van het originele kosmische deeltje relatief eenvoudig worden bepaald door de verhouding van beide energieën. Dit effect is vernoemd naar zijn bedenker en staat bekend als het Gerasimova-Zatsepin effect, oftewel het GZ-effect.

In deze scriptie hebben we gekeken of het GZ-effect kan worden gedetecteerd met behulp van het HiSPARC netwerk. Het effect is namelijk nog niet eerder waargenomen. Dit hebben we gedaan door middel van een simulatie waarin we ruim 500.000 GZ-events hebben gesimuleerd. Ook hebben we verschillende eigenschappen van het GZ-effect bestudeerd, zoals de afstand tussen de showers. We eindigen deze thesis met de conclusie dat we voor het HiSPARC netwerk ongeveer  $10^{-4}$  GZ-events per jaar verwachten. Dit komt overeen met één GZ-event per tienduizend jaar. Dit is helaas te weinig om daadwerkelijk het GZ-effect te detecteren.

## Preface

This thesis is the product of my research for the MSc. project for the Communication variant of the master Particle and Astroparticle Physics at the University of Amsterdam. The research was performed together with Bas de Gier, also a Communication variant student. Since we both are following the same academic path, it was suggested that we combined forces to produce a worthy research instead of a short research individually. To make a distinction in our theses, we agreed to highlight different aspects of the research in our individual thesis.

The main goal of this thesis was to study the possibility of measuring the Gerasimova-Zatsepin effect with HiSPARC. To do this, a simulation was used to generate particles which would be photodisintegrated along their trajectory towards Earth. Along the way, general features of the GZ-effect were also studied. The basis of the numerical model used in this thesis was provided by Sven Lafèbre from the Radboud University Nijmegen and was used in his own research about the detection of the GZ-effect for several detector arrays [1]. In this thesis, we have written our own code for the HiSPARC detector.

In the second chapter of this thesis, we will study the theory of cosmic rays. We will look at the history and features of cosmic rays and study the extensive air showers produced by cosmic rays on Earth. In the third chapter, we will briefly describe HiSPARC and look at the involving Poisson statistics. In the fourth chapter, the Gerasimova-Zatsepin effect will be explained in much detail. We will also study the photodisintegration cross-section in much detail. In the fourth chapter, the numerical model used in this thesis will be explained. We will present the results of the simulation in Chapter 5. The conclusion and recommendations will be given in Chapter 6 and we will discuss the results in the final chapter.

Because of our interest in physics education, and science education in general, Bas de Gier and I together developed course material about cosmic rays. This course material is added in Appendix A together with an explanation about the course material.

## Acknowledgments

First of all, I want to thank Bas for everything. It was great that we both have pretty much the same ideas on things and I had a really great time during the six months of research. I would not have been able to produce the results which we have found just by myself. I would like to thank Bob for his help and excellent guidance throughout the project. I am really happy that you made it possible to do a project where both physics and education could be combined. Because of this, I was a lot more motivated during my research. I also really enjoyed sharing an office with Gerard, who I would like to thank for always being ready to discuss some articles or results I obtained. And how can I forget the countless games of foosball, for which I would also like to thank Mark. I would also like to thank Arne and Niek for always being ready to answer any questions we had. I thank Sven Lafébre who helped us by sending his own code to work with. And finally, I would also like to thank Paul Kooijman for being the second evaluator of my thesis.

# Contents

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Cosmic rays</b>	<b>2</b>
2.1	History . . . . .	2
2.2	Composition . . . . .	3
2.3	Energy spectrum . . . . .	4
2.4	Extensive air showers . . . . .	6
<b>3</b>	<b>The HiSPARC Experiment</b>	<b>10</b>
3.1	HiSPARC stations . . . . .	12
3.2	Poisson distribution . . . . .	14
<b>4</b>	<b>The Gerasimova-Zatsepin effect</b>	<b>16</b>
4.1	The photodisintegration process . . . . .	16
4.2	Photodisintegration cross-section . . . . .	17
4.2.1	The Giant Dipole Resonance . . . . .	18
4.2.2	The quasi-deuteron process . . . . .	19
4.2.3	Baryon resonance region . . . . .	20
4.3	Deflection of the fragments . . . . .	21
4.3.1	Model of the interplanetary magnetic field . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Numerical approach</b>	<b>26</b>
5.1	Building the GZ event database . . . . .	26
5.2	Data-analysis . . . . .	28
<b>6</b>	<b>Results</b>	<b>32</b>
6.1	General results . . . . .	32
6.2	HiSPARC specific results . . . . .	40
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>42</b>
<b>8</b>	<b>Discussion</b>	<b>44</b>

## CONTENTS

---

<b>A Course material: "Kosmische Straling"</b>	<b>50</b>
--	-----------

# Chapter 1

## Introduction

Many physicist have studied the nature and origin of cosmic rays since the first discovery of spontaneous discharge by de Coulomb in 1785 [2]. The history of these interesting studies will be discussed in more detail in the next chapter. Although much is learned trough these studies, there are still many questions that have not been answered. For example, the origin of cosmic radiation remains one of the biggest unanswered questions in physics today.

The mass composition of very energetic cosmic rays provides important information about the origin of cosmic rays and the acceleration mechanisms behind them [1]. One possible method to determine the mass composition makes use of the Gerasimova-Zatsepin effect, proposed by Russian physicists N.M. Gerasimova and G.T. Zatsepin in 1960 [3]. They proposed that when a cosmic ray nucleus interacts with a solar photon, photodisintegration can take place: a nucleon is emitted from the primary nucleus. When both fragments of this process reach the Earth, they lead to the production of almost simultaneous extensive air showers. By measuring the energies of both showers, the ratio of the greater energy to the lesser energy would directly give the mass of the heaviest fragment. So in other words, by measuring the energies of both showers one could directly learn about the mass of the primary cosmic ray nucleus. However, this effect has not been detected experimentally.

In this thesis, we will study whether it could be possible to measure this GZ-effect with the HiSPARC detector array. Along the way, we will also study several features of the GZ-effect.



# Chapter 2

## Cosmic rays

### 2.1 History

The history of cosmic rays start with the discovery that electroscopes can spontaneously discharge due to the action of the air by de Coulomb in 1785 [2]. It took until 1896 to find the actual reason why the electroscope discharged. At that time, Marie and Pierre Curie discovered that certain elements were radioactive [4]. It was observed that a charged electroscope discharges when in the presence of a radioactive material. They concluded that certain elements emitted charged particles which caused the electroscope to discharge.

Around 1900, the technique for insulating electroscopes in a closed vessel was greatly improved. Using these new techniques, Wilson and Elster and Geitel found that the ionizing radiation, which was causing the discharge of the electroscope, came from outside the closed vessel [5]. Wilson was the first that suggested that cosmic rays were of extra-terrestrial origin. However, he could not find any proof for this suggestion and his suggestion was dropped.

Combining the discoveries of de Coulomb, Curie and Wilson, the situation was summarized by Kurz in 1909 [6] and the following step was to find proof for the suggestions that the ionizing radiation was of terrestrial or extra-terrestrial origin. Using his measurements from the lower part of the atmosphere, Kurz concluded that extra-terrestrial radiation was very unlikely and the assumption was made that the radiation came from the Earth's crust.

Many experiments followed to measure the radiation as a function of altitude. A famous experiment was done by Theodor Wulf [7]. He measured the radiation on top of the Eiffel Tower and found that the decrease in radiation at 300 meters was much lower than he anticipated. Although he could not find any significant decrease, he still concluded that the radiation must be coming from the Earth's crust.

In 1911 Domenico Pacini questioned the conclusion that the radiation was coming from the Earth's crust and conducted underwater experiments in the sea near Italy [8]. Using results from experiments above the sea and his underwater experiment, he found that the radiation decreased below the surface of the sea and therefore must be coming from above.

This conclusion was further proved by Hess and his balloon flights [9]. Between April 1912 and August 1912, Hess took seven balloon flights carrying several instruments to measure the radiation. With his balloon flights, he reached a maximum altitude of 5200 meter. He concluded that at altitudes higher than 4000 meter, the radiation becomes much more stronger than on the ground and therefore the radiation must be of extra-terrestrial origin. For this discovery, Hess received the Nobel Prize in Physics in 1936.

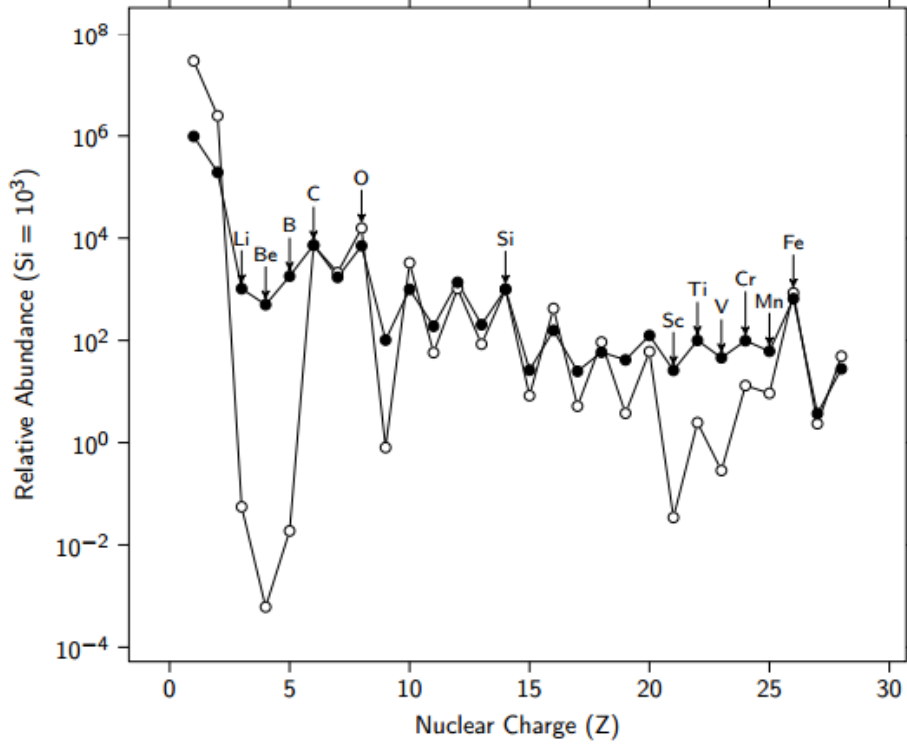
After the First World War, many experiments followed to further prove this conclusion. After twenty years, it was widely believed that the radiation was of extra-terrestrial origin and the debate was over. The term "cosmic rays" was adopted, introduced in 1926 by Robert Millikan [10].

## 2.2 Composition

Cosmic rays are high energetic particles coming from outer space. These particles are constantly hitting and penetrating the atmosphere, creating extensive air showers. Cosmic rays are mainly positively charged and consist of almost only matter. Only about 0.01% of the cosmic rays consist of antimatter, such as positrons and antiprotons.

The exact composition of cosmic rays depends on the part of the energy spectrum. In general, about 84% of the particles arriving at the atmosphere are protons, about 12% are helium nuclei, about 1% are electrons and the remainder are nuclei which are heavier than helium [11].

The relative abundances of cosmic rays and elements in the Solar System is shown in Figure 2.1. Both abundances are fairly similar, however light elements such as Li, Be and B are much more abundant in cosmic rays. The same goes for heavier elements as Sc, Ti, V, Cr and Mn. This is the effect of cosmic ray spallation. The most abundant elements are H, He, C, O and Fe. Because of this, we can say that the spallation of C and O will result in an increase in abundance of Li, Be and B. The same goes for the spallation of Fe for the heavier elements.



**Figure 2.1:** Normalized relative abundances of elements in cosmic rays (black dots) and in the Solar System (white dots). From [12], redrawn from [13] using data from [13], [14], [15] and [16].

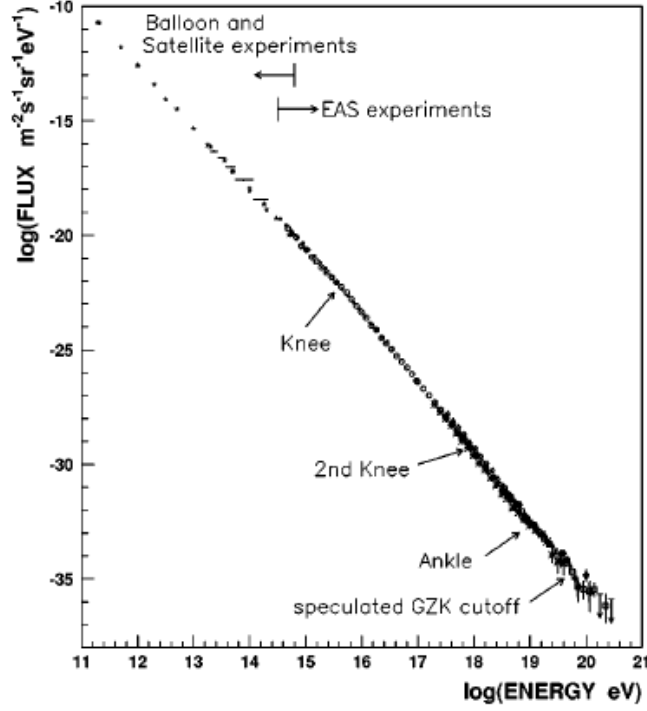
## 2.3 Energy spectrum

The observed energy spectrum of primary cosmic rays covers an energy range from  $10^9$  eV up to around  $10^{20}$  eV. This spectrum can be described by a broken power law of the form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (2.3.1)$$

where  $\gamma$  denotes the energy-dependent spectral index [17]. Three features can be distinguished in the spectrum, which can be seen in Figure 2.2. At the so called knee around 4 PeV, the spectral index changes from  $\gamma = 2.7$  to  $\gamma = 3.1$ . After the knee, a slight steepening of the spectrum is found around 400 PeV, also called the second knee. At energies around 10 EeV, the slope of the spectrum flattens and the spectral index returns to  $\gamma = 2.7$ .

The two-knee structure in the spectrum can be explained as a consequence of total spectrum being composed of individual spectra of elements with distinct cut-offs [19]. These cut-offs are due to maximum energies that can be reached due



**Figure 2.2:** *Observed energy spectrum of primary cosmic rays [18].*

to the acceleration by supernovae remnants, which is considered to be the primary process for cosmic ray production. The first knee indicates the start of the cut-offs for all elements, starting with protons with  $Z=1$ . The second knee then marks the end of the stable elements, at  $Z=92$ .

The origin of the ankle of the spectrum is not yet fully understood. However, there are two popular phenomenological models that explain the existence of the ankle. The first model explains the ankle as an intersection between the galactic spectrum and an extragalactic spectrum. The second model states that the ankle is caused by electron-positron pair production of cosmic ray protons that interact with the cosmic microwave background (CMB).

It has been shown by the Auger Observatory group that the first model is favored as the explanation for the ankle by experimental results [20]. A simple argument for this model can be found by looking at the Larmor radius of the cosmic rays in the Galaxy. The Larmor radius describes the orbit of a cosmic ray particle in a uniform magnetic field and is given by

$$R_{Larmor} = \left( \frac{1}{eZc} \right) \left( \frac{E_{CR}}{EeV} \right) \left( \frac{\mu G}{B} \right) \text{ kpc}, \quad (2.3.2)$$

where  $eZ$  and  $E_{CR}$  are the charge and the energy of the cosmic ray particle and

$B$  is the average Galactic magnetic field, which is approximately  $10 \mu G$ . The thickness of the galactic disk is around 1 kpc, therefore cosmic rays with a Larmor radius of less than 1 kpc are confined to the Galaxy. From Equation (2.3.2), it is clear that cosmic ray particles with energies above  $Z \times 10^{19}$  cannot be contained within the Galaxy. Therefore, cosmic ray particles detected with these energies must be coming from outside the Galaxy.

For energies above 50 EeV, a hard cut-off in the flux is observed. This cut-off was predicted by Greisen, Zatsepin and Kuzmin and is known as the GZK-effect [21], [22]. They predicted a cut-off in the spectrum due to collisions between ultra-high energy cosmic rays and photons of the cosmic microwave background. This is just like the second model at ankle suggested. However, at ultra-high energies the available energy in a collision between a proton and a photon of the CMB can be above the pion production threshold:

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.3.3)$$

or

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (2.3.4)$$

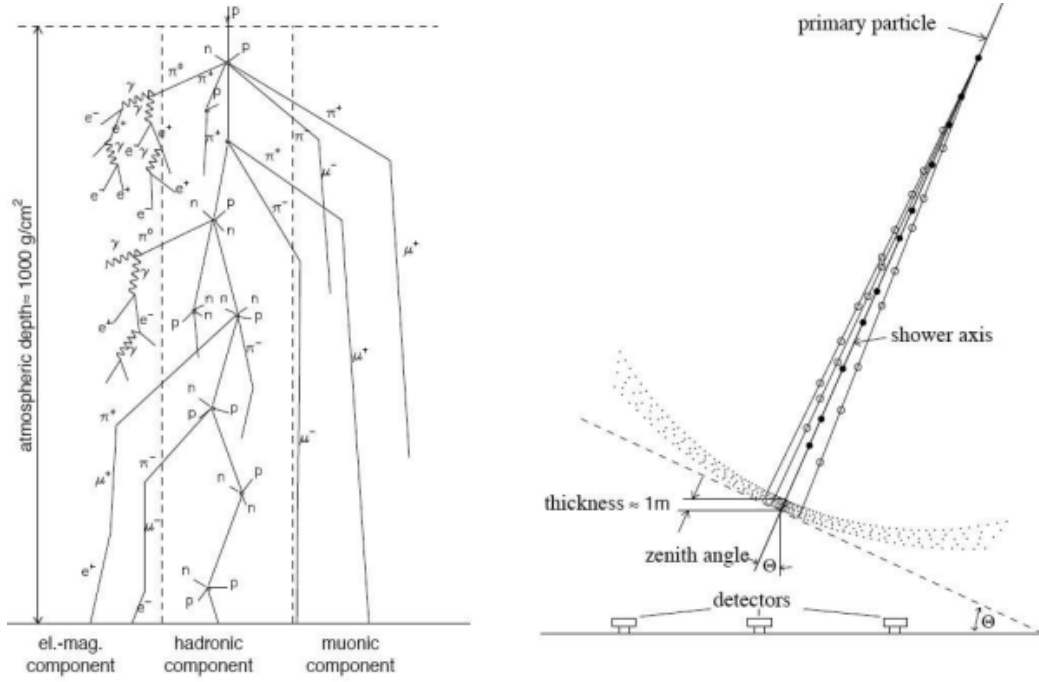
The pion production process induces an energy loss of approximately 15% every mean free path [23]. The production of pions will continue until the cosmic ray particle energy is below the pion production threshold. The mean free path for protons with an energy around the pion production threshold of 60 EeV is given by approximately 10 Mpc. This leads to an energy loss length of around 50 Mpc. Similar conclusions apply for other nuclei besides protons. Because of this, it is safe to say that cosmic rays traveling distances larger than 50 Mpc and with energies greater than the pion production threshold will never be observed on Earth.

## 2.4 Extensive air showers

When high energy primary cosmic rays enter the atmosphere, a strong interaction with a nucleus in the atmosphere takes place. In such high energy collisions, less energetic secondary particles are produced. These secondary particles will also interact with nuclei in the atmosphere and produce tertiary particles. The number of particles will increase up to the shower maximum, where the energy of individual particles becomes too small to produce new particles. After this, the total number of particles decreases due to absorption in the atmosphere. The totality of particles created in this process is called a cascade [12].

When a large number of secondary particles reaches the ground, the cascade is called an extensive air shower (EAS). The front of the shower has the form of a "pancake". The particle density has a maximum at the core and decreases with

## 2.4. EXTENSIVE AIR SHOWERS



**Figure 2.3:** Schematic views of an extensive air shower. On the left, the development of the three components is shown. On the right, the shape and spreading of the EAS is shown [24].

the distance to the shower axis, which can be seen in Figure 2.3. The thickness of the "pancake" is about one meter at the core and increases with the distance to the shower axis. The cascade of secondary particles mainly consists of three different components: the hadronic, the muonic, and the electromagnetic [25]. Beside these three components, other effects are also observed from air showers. These effects include Cherenkov radiation, fluorescent light and radio waves.

### Electromagnetic component

The electromagnetic cascade is the result of electromagnetic interactions of electrons and photons with the atmosphere. When a high energy neutral pion decays, two high energy photons will be produced. After this, an high energy photon interacts with the atmosphere and an electron-positron pair is created:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+. \quad (2.4.1)$$

The electron, or positron, which still is very highly energetic, will be deflected by other charged particles. Hence, they will undergo the Bremsstrahlung process

which emits a high energy photon:

$$e \rightarrow e + \gamma. \quad (2.4.2)$$

The photon that is emitted will in turn again create an electron-positron pair and the sequence starts over again. Hence, an electromagnetic cascade is formed. Other electromagnetic interactions like photo-electric effect, Compton scattering or ionization are negligible in the energy range of high energetic cosmic radiation.

The lateral distribution of the electromagnetic cascade can be described by a NKG-function, which has been developed by Nishimura, Kamata and Greisen. The electron density is given by [25]

$$\rho_e(N_e, r) = \frac{N_e}{2\pi r_0^2} \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-(\eta - \alpha)}, \quad (2.4.3)$$

where  $r_0 = 100$  m is the characteristic spread at sea level. The value of  $\eta$  depends on the size of the shower as well as the zenith angle. As can be seen from Figure 2.4, the density of electrons in an EAS is significantly larger than the density of other particles.

### Hadronic component

The hadronic component is only about 1% of the total cascade but still plays an very important role since it provides the particles for the other components. In the strong interaction with the atmosphere, mainly pions are produced and with smaller cross sections also neutrons, protons and kaons. All types of pions, neutral and charged, are produced roughly in equal amounts. The neutral pions will decay into two photons, providing the photons needed for the electromagnetic component of the cascade. The charged pions will perform further hadronic interactions.

The lateral spread of the hadronic cascade is given by [25]

$$\rho_h(E_h, r) = N_h(E_h) r^{-\alpha_h} e^{-r/r_h}, \quad (2.4.4)$$

where  $\rho_h(E_h, r)$  is the density of hadrons of energy  $E_h$  at distance  $r$  from the core of the shower. The number of hadrons at sea level,  $N_h$ , also depends on the energy of the hadrons.

### Muonic component

The muonic component is the product of the decay of the pions and kaons from the hadronic component. The muonic component covers about 10% of the total cascade. The lifetime of the muons is much longer than those of most hadrons. Because of this and time dilatation, they can reach sea level if they have relativistic

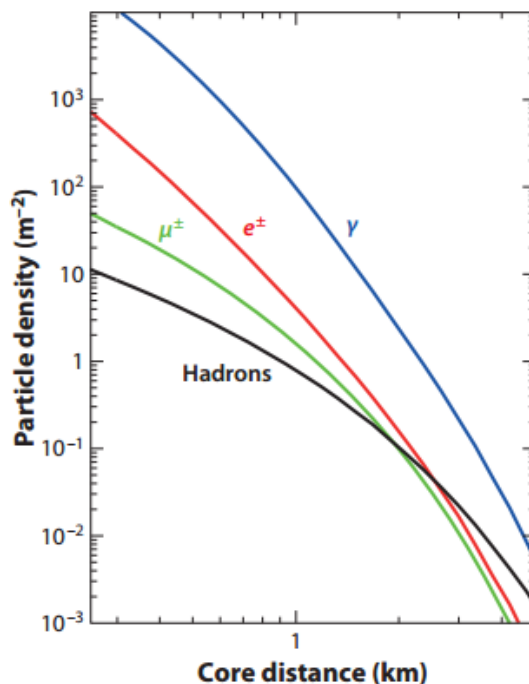
## 2.4. EXTENSIVE AIR SHOWERS

speed. Muons lose their energy by radiative processes such as bremsstrahlung, and ionization.

The lateral spread of the muons with energy above 1 GeV is given by [25]

$$\rho_\mu(N, r) = 18 \left( \frac{N}{10^6} \right)^{3/4} r^{-3/4} \left( 1 + \frac{r}{r_0} \right)^{-2.5}, \quad (2.4.5)$$

where  $\rho_\mu(N, r)$  denotes the density of muons at a core distance  $r$  in showers of size  $N$ . The characteristic spread of muons,  $r_0$ , is around 320 meters. Compared to the characteristic spread of the electromagnetic component, this is quite large. Because of this, the muons will be spread over a much larger distance than the electrons. However, since the number of electrons is much larger than the number of muons, the density will be of the same order at large distances. This can be seen in Figure 2.4.



**Figure 2.4:** Average lateral shower profiles for vertical, proton-induced showers at  $10^{19}$  eV at sea level [26].



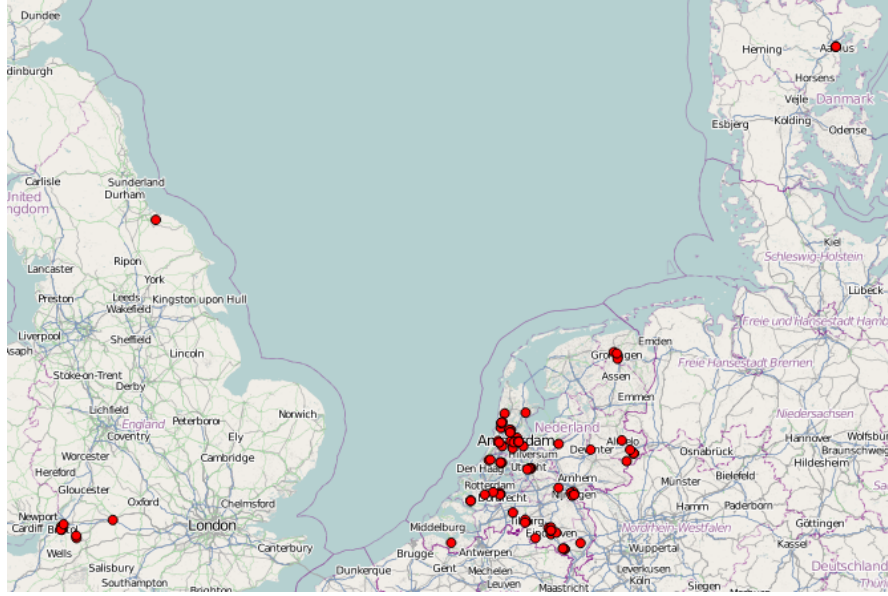
## Chapter 3

# The HiSPARC Experiment

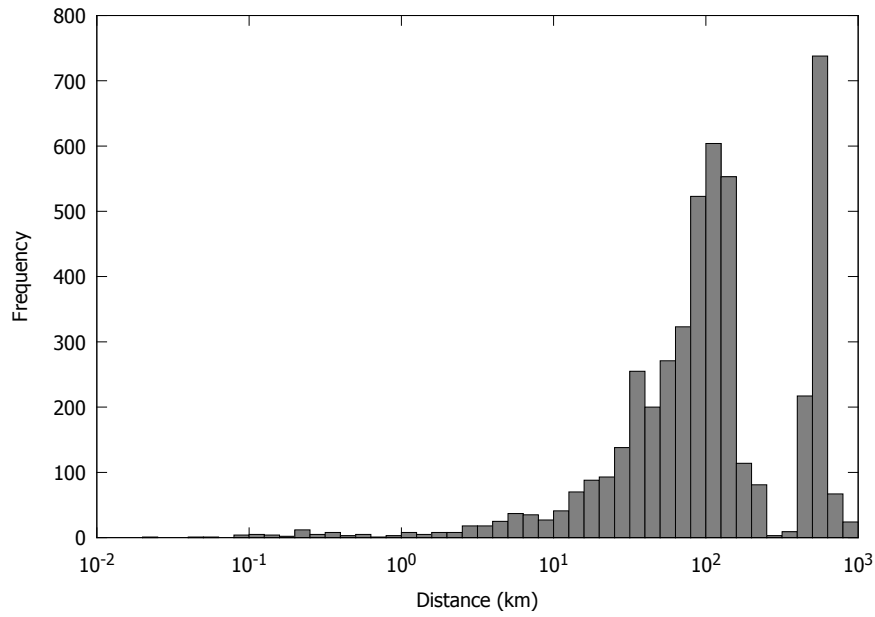
HiSPARC (High School Project on Astrophysics Research with Cosmics) is a network of around 100 ground based detector stations. The HiSPARC project has two main goals: detect and measure ultra-high energy cosmic rays and let high school students become familiar with real experimental research.

In 2002, the first network of cosmic ray detectors (NAHSA) was developed at the Radboud University in Nijmegen. To increase the range of the network, surrounding high schools were asked to get involved in the research and place stations of detectors on the roof of the school. The idea of including high schools in scientific research became bigger and led to a nationwide plan to build clusters of detectors around major scientific research institutes in the Netherlands. This was the start of the HiSPARC project in 2004.

Today, the HiSPARC project consists of several clusters in the Netherlands, the United Kingdom and Denmark. All clusters are coordinated from the Nikhef institute in Amsterdam. In Figure 3.1, the exact locations of all operating HiSPARC stations are shown. In Figure 3.2, a histogram containing possible distances in kilometers between all combinations of two stations is shown.



**Figure 3.1:** Map with the locations of all operating HiSPARC stations [27], [28].



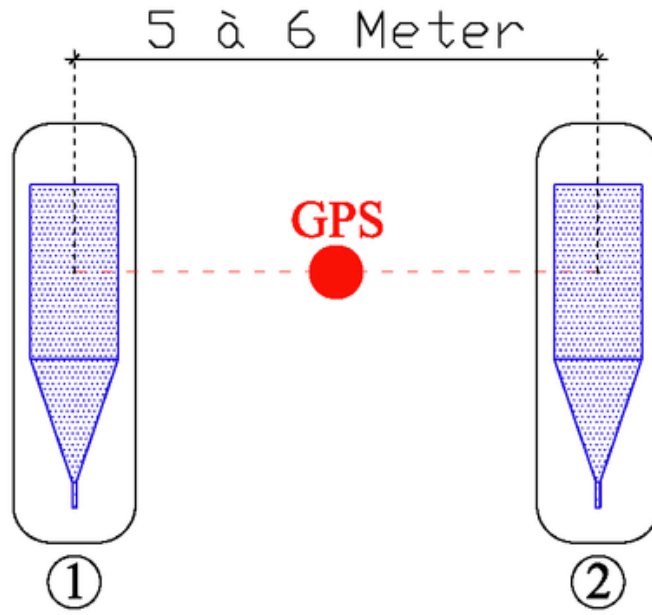
**Figure 3.2:** Distances between all combinations of two operating HiSPARC stations in kilometers.

## 3.1 HiSPARC stations

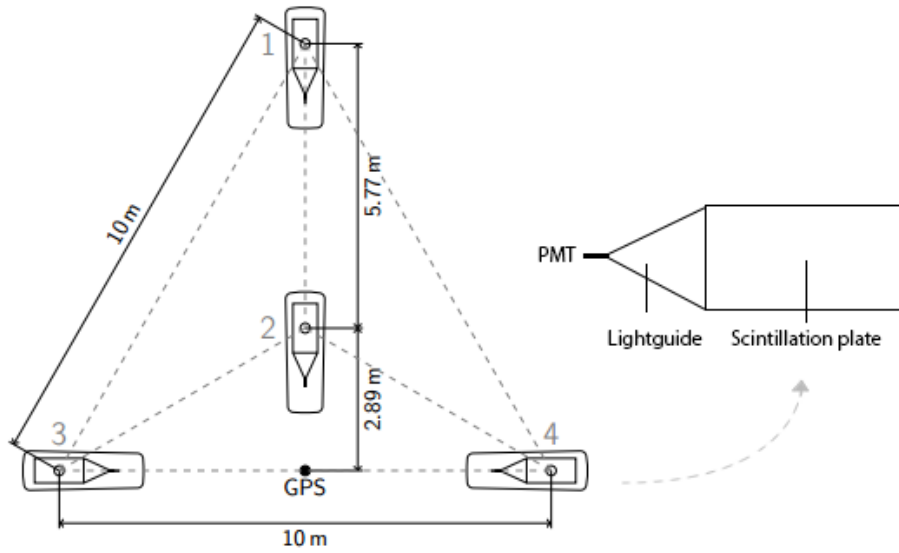
HiSPARC stations typically consist of two or four cosmic ray detectors and a GPS device. In a station with two cosmic ray detectors, the detectors are separated around five to six meters with the GPS device located in between the detectors. This configuration can be seen in Figure 3.3. In a station with four detectors, the detectors are laid out in a triangular formation with equal sides of 10 meters. This configuration is shown in Figure 3.4. Currently, the majority of stations consist of two detectors. Currently, an alternative configuration for stations with four detectors is introduced. In this new configuration, the detector in the center of the triangle is placed ten meters to the right of detector on top of the triangle to create a diamond shaped configuration. In practice, these configurations are not built precisely. This is because high schools place the detectors themselves and students can make mistakes or it can turn out that that the roof of the high school does not allow for the measurements. To account for this, steps are being taken to let students measure their current configuration and report this to HiSPARC.

Each cosmic ray detector is a scintillator detector containing a scintillation plate, a light guide and a photomultiplier tube (PMT). Most scintillation plates are made from solutions of organic scintillators (the fluors) in a solid plastic solvent (the base) [12]. In the case of HiSPARC, anthracene is used as the fluor. The main feature of scintillator detectors is that they are cheap and efficient. This is great for including high schools since the threshold to participate is low when the costs involved are low.

When a charged particle traverses through the scintillation plate, photons are emitted from the material. Since scintillators are transparent for their own scintillation light, the photons can traverse through the scintillation plate. Aluminium foil wrapped around the plate and the light guide at the end of the scintillation plate guide the photons towards the PMT. Inside the PMT, the photon is converted into electrons by the photocathode due to the photoelectric effect. Several dynodes with increasing voltage and an anode at the end of the PMT cause the electrons to accelerate and gain more energy. Upon striking a dynode, more electrons are emitted from the dynode and finally a cascade of electrons is produced. This cascade of electrons result in a measurable signal and is used to detect the shower involved.



**Figure 3.3:** Configuration of a HiSPARC station containing two detectors [29].



**Figure 3.4:** Triangular layout of a HiSPARC station containing four detectors [12]. On the right, a close-up of a single detector is shown.

## 3.2 Poisson distribution

The probability of measuring a certain amount of particles coming from an EAS is given by a Poisson distribution. A Poisson distribution can be used since the arrival times of the events are assumed to be independent and the average event rate is given by the lateral distribution of the particles in an EAS. The probability that exactly  $k$  particles from an EAS are detected in a detector is given by

$$P_k(\lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}, \quad (3.2.1)$$

where  $\lambda$  is the expected number of particles detected by the detector. For a scintillator detector, the efficiency of measuring a charged particle is 100% given that the energy of the particle is high enough to be measured [12]. To detect an EAS, a detector must at least detect one particle of the EAS. The probability that zero particles are detected is given by

$$P_0(\lambda) = e^{-\lambda}. \quad (3.2.2)$$

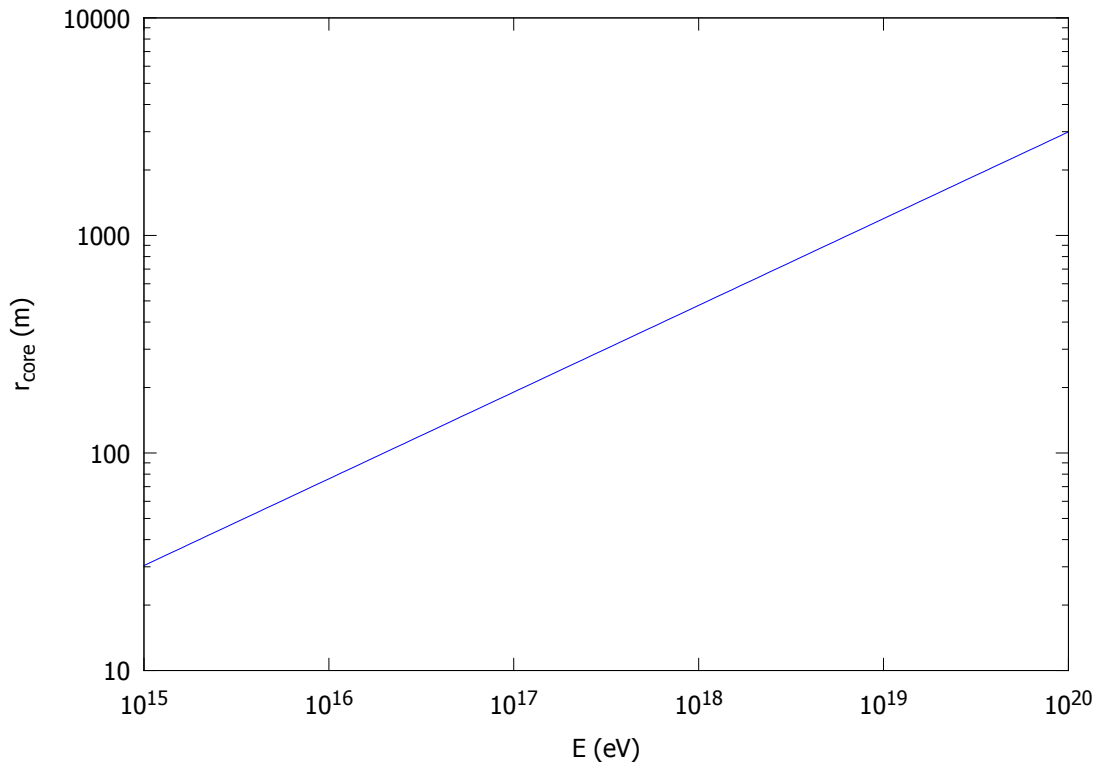
Therefore, the probability of detecting at least one particle is given by

$$P_p(\lambda) = 1 - e^{-\lambda}. \quad (3.2.3)$$

The scintillator detectors used in the HiSPARC experiment have a surface of  $0.5 \text{ m}^2$ . Therefore, the expected number of particles detected is given by  $\lambda = 0.5\rho$  where  $\rho$  is the particle density given by the lateral distribution functions. In Section 2.4, it was shown that the density of the electrons in an EAS is significantly larger than the densities of the other particles. Therefore, the lateral distribution function of the electrons will be used to determine the particle density.

For HiSPARC, a trigger system with two triggers is used to distinguish noise from actual measurements. For stations with two detectors, both detectors must give a signal above the low threshold trigger. For stations with four detectors, there are two conditions that can be used in order to detect an EAS. The first condition is that two of the four detectors in a detector station must give a signal above the high threshold trigger. The second condition is that three of the four detectors must give a signal above the low threshold trigger. Most of the times, the first condition is enough to identify the EAS [12]. The probability of detecting at least one particle in two detectors is given by  $P_p^2$  where  $P_p$  is found in Equation (3.2.3). In this thesis, we will use the particle density where the probability of detecting at least one particle in two detectors is 50%. The corresponding particle density is found to be  $2.46 \text{ m}^{-2}$ .

Using data from [12] and [26], the distances from the core where the particle density is equal to  $2.46 \text{ m}^{-2}$  is extrapolated for energies ranging from  $10^{15} \text{ eV}$  to  $10^{20} \text{ eV}$ . These distances can be seen in Figure 3.5.



**Figure 3.5:** *Maximum distance in meters from the core of the shower where the probability to detect at least one particle in both detectors is equal to 50%. Extrapolated using data from [12] and [26].*

# Chapter 4

## The Gerasimova-Zatsepin effect

Ultra-high-energy cosmic ray nuclei traveling towards the Earth can interact with the solar radiation field and photodisintegrate, which causes the nuclei to break apart into a nucleon and a heavier fragment. After this disintegration, both fragments will be deflected in the interplanetary magnetic field in different ways due to different masses and charges. After arriving on Earth, both fragments will cause almost simultaneous extensive air showers in the Earth's atmosphere. This process is known as the Gerasimova-Zatsepin effect and was suggested by Gerasimova and Zatsepin in 1960 to learn more about the cosmic ray composition at high energies [3]. After this, this process has been studied intensively by many others, in particular Lafèbre [1], Medina-Tanco [30] and Epele [31].

Assuming that a single nucleon was emitted from the primary nucleus, comparing the energy of the nucleon with the other heavier fragment provides the mass of the primary nucleus by

$$A = \frac{E_1 + E_2}{E_1}, \quad (4.0.1)$$

where  $A$  is the mass of primary cosmic ray nucleus,  $E_1$  is the energy of the nucleon emitted and  $E_2$  is the energy of the other heavier fragment.

### 4.1 The photodisintegration process

The probability  $\eta_{GZ}$  that a nucleus traversing the Solar System is photodisintegrated by solar radiation can be calculated by integrating its mean free path against photodisintegration along its trajectory [31]. This will be used later on in the simulation of GZ-events. To find the mean free path, we start with the lifetime of a primary nucleus. The lifetime of the primary nucleus, in the rest frame of the

primary nucleus, is given by

$$\frac{1}{\tau'} = c \int_0^\infty d\epsilon' \frac{dn'}{d\epsilon'} \sigma(\epsilon'), \quad (4.1.1)$$

with  $\tau'$  the lifetime of the primary nucleus,  $c$  the speed of light,  $dn'/d\epsilon'$  the solar photon flux and  $\sigma(\epsilon')$  the photodisintegration cross-section. This photodisintegration cross-section will be discussed in much more detail in section 4.2.

Since the primary nuclei travel at nearly the speed of light, the energy of the photons from the solar radiation flux in the rest frame of the primary nucleus is boosted to  $\epsilon' = \epsilon\gamma[1 + \beta \cos(\alpha)]$  where  $\beta \approx 1$  and  $\alpha$  is the angle between the directions of the photon and the cosmic ray. Using this and the expression for the lifetime found earlier, the mean free path of the primary nucleus is given by

$$\frac{1}{\lambda(\xi)} = \int_0^\infty d\epsilon \frac{dn}{d\epsilon}(\xi) \sigma(\epsilon') [1 + \cos(\alpha)], \quad (4.1.2)$$

where  $\lambda(\xi)$  is the mean free path and  $\xi$  is the distance vector from the Earth to the primary nucleus. This is when the nucleus is moving towards the Earth. In terms of the distance vector  $\xi$ , the velocity of the primary nucleus is given by  $\mathbf{v} \approx -c\hat{\xi}$  and  $\cos(\alpha) = \hat{\xi} \cdot \hat{\mathbf{r}}$  with  $r$  the spherical radial coordinate centered in the Sun. In this thesis, an upper limit of  $\xi_{max} = 4 \text{ AU}$  is used. This is due to the photon flux from the Sun becoming too low to contribute to the photodisintegration probability [1], [30].

The solar photon flux in Equation (4.1.2) is described as a blackbody spectrum with  $T_s = 5778K$ , the temperature of the Sun's photosphere:

$$\frac{dn}{d\epsilon} = 7.2 \times 10^{13} \frac{\epsilon^2}{\exp(\epsilon/k_B T_s) - 1} \left( \frac{1 \text{ AU}}{r} \right)^2, \quad (4.1.3)$$

where  $r$  denotes the distance from the Sun. Note that the normalization factor of  $7.2 \times 10^{13}$  is used to reproduce the correct value for solar luminosity as seen from experiments.

## 4.2 Photodisintegration cross-section

For the photodisintegration cross-section  $\sigma$ , different regimes can be distinguished as a function of the photon energy in the rest frame of the nucleus. These regimes include the Giant Dipole Resonance, the quasi-deuteron process and the baryon resonance region. Each regime will be described in more detail in this section. After all descriptions, all regimes will be plotted for  $^{56}\text{Fe}$  as example. The most complete collection of data for the photodisintegration is given by Puget, Stecker and Bredekamp [32]. However, it is mentioned that experimental data is quite rare and therefore most data is extrapolated based on theoretical assumptions.



### 4.2.1 The Giant Dipole Resonance

The Giant Dipole Resonance (GDR) is the regime ranging from the photodisintegration threshold at  $\epsilon' = 2$  MeV up to around  $\epsilon' = 150$  MeV. It was first observed by Baldin and Klaber in 1947 [33] and fully described by Goldhaber and Teller in 1948 [34].

Goldhaber and Teller suggested three hydrodynamical approaches to describe the GDR. The first model, known as GT-I, described the resonance as a collective vibration of the protons around their original position in an oscillator potential. This collective vibration leads to a total resonance energy  $E_{GDR}$  independent of the atomic mass number  $A$ . The second model, known as GT-II, described the resonance as vibrations of protons and neutrons against each other. In this model, protons and neutrons are described as compressible fluids within a rigid sphere. This leads to an atomic mass dependence of

$$E_{GDR} \propto A^{-1/3} \quad (4.2.1)$$

for the energy of the GDR. In their final model, known as GT-III, Goldhaber and Teller again described the protons and neutrons as compressible fluids vibrating against each other. However, in this model the protons and neutron are bound inside a flexible sphere. This changes the atomic mass dependence of the GDR to

$$E_{GDR} \propto A^{-1/6}. \quad (4.2.2)$$

Based on experimental data in 1947, Goldhaber and Teller concluded that GT-III is the correct model to describe the GDR. Later studies still support this conclusion [35], [36].

In the GDR regime, the photodisintegration of a cosmic ray nucleus can cause one or two nucleons to be emitted. Although double-nucleon emission can take place, it is much more likely that one nucleon is emitted [32]. Therefore, the GDR is considered to be a single-nucleon emission process. The photodisintegration cross-section for the GDR as a single-nucleon emission process is given by [37]

$$\sigma_{GDR}(\epsilon') = \begin{cases} 1.45A \frac{(\epsilon'T)^2}{(\epsilon'^2 - \epsilon_{GDR}^2)^2 + (\epsilon'T)^2} \text{ mb} & \text{for } 2 \leq \epsilon' < 30 \text{ MeV} \\ \max(\sigma_{GDR}(\epsilon'), A/8 \text{ mb}) & \text{for } 30 < \epsilon' < 150 \text{ MeV} \end{cases}, \quad (4.2.3)$$

where  $T = 8$  MeV is the width of the GDR,  $\epsilon_{GDR} = 42.65A^{-0.21}$  MeV for  $A > 4$  and  $\epsilon_{GDR} = 0.925A^{2.433}$  MeV for  $A \leq 4$ . Note that this model is in close agreement to the GT-III model since the atomic mass dependence of the resonance energy is close to  $A^{-1/6}$  for most atomic masses.

The proton to neutron branching ratio for the GDR can be found by looking at the nucleus as thermodynamical fluid, as described in GT-II and GT-III model [38]. By doing this, the interaction of a photon with a nucleus can be seen as heating the fluid inside the nucleus. The nuclear temperature is given by

$$\Theta(E) = \sqrt{\frac{E}{l}}, \quad (4.2.4)$$

where  $E$  is the excitation energy inside the nucleus and  $l$  is the level density parameter. In this case, the excitation energy is given by the resonance energy,  $E_{GDR}$ . The level density parameter can be approximated by

$$l \simeq \frac{A}{8 \text{ MeV}}. \quad (4.2.5)$$

By describing the nucleus as a heated fluid after the interaction with a photon, the nucleon emission can be described as the evaporation of the fluid. Using this, [38] showed that the proton to neutron branching ratio is given by the ratio between evaporation distributions approximated by

$$R_{p/n} = \frac{\Theta_p^2}{\Theta_n^2} \left( \frac{S_p^C}{\Theta_p} + 1 \right) \exp \left( -\frac{S_p^C}{\Theta_p} \right), \quad (4.2.6)$$

where  $\Theta_p = \Theta_n$  since the proton and neutron have the same nuclear temperature on evaporating and  $S_p^C$  is the Coulomb barrier for removing a fragment from a nucleus. This Coulomb barrier is given by

$$S^C = \frac{z(Z-z)}{(A-a)^{1/3}} \text{ MeV}, \quad (4.2.7)$$

where  $(A, Z)$  and  $(a, z)$  are the atomic mass number and atomic charge number of the primary nucleus and the fragment removed from the primary nucleus. From this, it is found that the proton ratio for light nuclei ( $Z \leq 10$ ) is approximately 50% and for heavy nuclei ( $Z > 45$ ) less than 1% [38]. This means that for large values of  $Z$ , neutron emission is favored above proton emission. This can also be done for the emission of  $\alpha$ -particles, which leads to the conclusion that the emission of  $\alpha$ -particles can be neglected.

### 4.2.2 The quasi-deuteron process

The quasi-deuteron process is the regime ranging from the peak of the GDR around  $\epsilon' = 30 \text{ MeV}$  to around  $\epsilon' = 150 \text{ MeV}$ . When the quasi-deuteron process was first suggested by Levinger in 1951 [39], it was proposed as the photodisintegration

process for energies above the pion production threshold,  $\epsilon' > 150$  MeV. However, it turned out to be the process that accounts for the double nucleon emission between the peak of the GDR and the pion production threshold [38].

For high enough energies, the wavefunction of a proton-neutron pair inside a nucleus converges with the wavefunction of a bound deuteron. From this, Levinger found the following expression for the cross-section of the quasi-deuteron process

$$\sigma_{QD} = L \frac{NZ}{A} \sigma_d, \quad (4.2.8)$$

where  $L$  is the Levinger constant,  $\sigma_d$  is the cross-section for the deuteron and the factor  $NZ/A$  accounts for all possible number of proton-neutron combinations averaged over all possible wavenumbers of the wavefunctions. The Levinger constant is experimentally found to be  $L \approx 6 \pm 2$  [38].

Using data from [32], the photodisintegration cross-section for the quasi-deuteron process as a double-nucleon emission process can be approximated by [38]

$$\sigma_{QD} = 0.55 A^{5/4} \frac{(x_{QD} - 1)^{3/2}}{x_{QD}^3} \text{ mb with } x_{QD} = \frac{\epsilon' A^{1/6}}{33.3 \text{ MeV}}. \quad (4.2.9)$$

### 4.2.3 Baryon resonance region

For energies greater than the pion production threshold,  $\epsilon' > 150$  MeV, the photodisintegration cross-section is given by baryon resonances. This is called the baryon resonance region. In this region, the disintegration is dominated by delta production which leads to the production of pions [31]

$$\gamma + N \rightarrow \Delta \rightarrow N + \pi, \quad (4.2.10)$$

where  $\gamma$  is a solar photon and  $N$  is a nucleon. The pions produced during this process will mostly decay within a distance of 1 AU, due to the high values of the Lorentz factor [31]. The decay products will have a lower energy than the primary particle and therefore they will not be detected most of the time. The muons from the decay of the pions will get enough deflection by the interplanetary magnetic field so that they will arrive far from the nucleons.

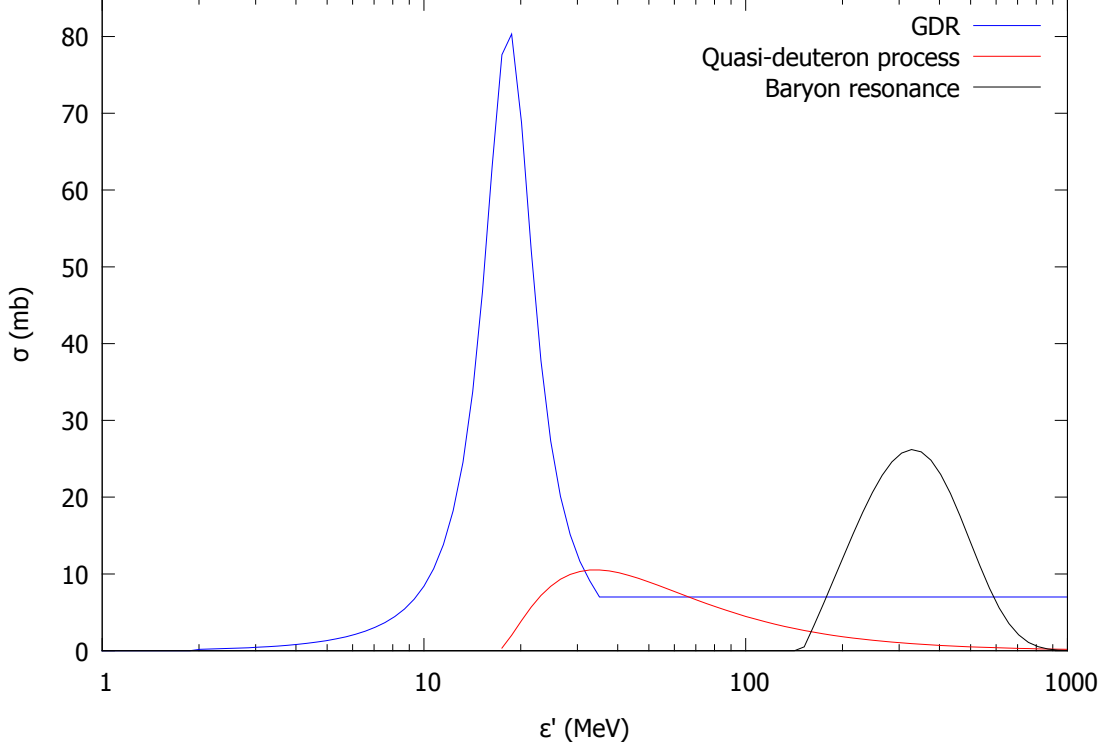
Using data from [40], the photodisintegration cross-section for the baryon resonance region can be approximated by [31]

$$\sigma_{BR} = A \left[ \frac{1}{8} + 0.3 \tilde{\epsilon} \exp \left( \frac{1 - \tilde{\epsilon}^{1.8}}{1.8} \right) \right] \text{ mb}, \quad (4.2.11)$$

where  $\tilde{\epsilon} = (\epsilon' - 150 \text{ MeV}) / 180 \text{ MeV}$  so that the peak of the resonance is at  $\epsilon' \simeq 330 \text{ MeV}$ .

### 4.3. DEFLECTION OF THE FRAGMENTS

Near the peak of the resonance, mostly single-nucleon emission occurs. Moving further from the peak by increasing the energy leads to multi-nucleon emission, also called multifragmentation. This effect leads to total destruction of the primary nucleus [38].



**Figure 4.1:** Total cross-section of the three regions described in this section for  $^{56}\text{Fe}$ . Note that the peak of the GDR is significantly higher than the other regions.

### 4.3 Deflection of the fragments

The nucleons are emitted isotropically in the reference frame of the primary nucleus after photodisintegration. Transforming to the reference frame on Earth, the emission of fragments is concentrated in a cone of aperture  $1/\gamma$  where  $\gamma$  is the Lorentz factor of the nucleon [30]. Since we are dealing with very high Lorentz factors ( $\gamma \sim 10^7 - 10^9$ ), it is safe to assume that both fragments have the same direction as the primary nucleus. This means that separation of the fragments on reaching the Earth's atmosphere is only due to deflection by the interplanetary magnetic field.

### 4.3. DEFLECTION OF THE FRAGMENTS

---

A charged fragment traversing through a magnetic field will experience a Lorentz force that causes the fragment to follow a circular trajectory:

$$\frac{m_f v^2}{r} = q_f (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (4.3.1)$$

where  $m_f$  and  $q_f$  are the mass and charge of the fragment,  $\mathbf{v}$  is the velocity and  $\mathbf{B}$  is the magnetic field. In this case, the magnetic field is the interplanetary magnetic field and will be discussed in much more detail in Section 4.3.1. The mass and charge of the fragment can be approximated by proton mass and charge as  $A_f m_p$  and  $Z_f e$ , where  $A_f$  is the atomic mass number and  $Z_f$  is the atomic charge number of the fragment. Using  $\mathbf{v} = -c\hat{\xi}$  and the fact that the distance from Earth where the photodisintegration took place is typically much smaller than the radius of the circular trajectory from Equation (4.3.1),  $\xi \ll r$ , the deflection of a single fragment can be given by

$$d_f(\xi) = \frac{Z_f e_p}{A_f \gamma m_p c} \frac{\xi^2}{2} \int_{\xi}^0 d\xi' \mathbf{B}(\xi') \times \hat{\xi}. \quad (4.3.2)$$

Since  $\gamma$  is approximately the same for both fragments, the deflection of a single fragment depends only on the ratio  $Z_f/A_f$ . The separation on the Earth's atmosphere between both fragments can be found by looking at the difference between both ratios of the fragments,  $|Z_1/A_1 - Z_2/A_2|$ . It has been found by Laf  bre that the expectation value of the separation distance as a function of the energy and mass of the primary nucleus can be parametrized as [1]

$$\langle \delta \rangle = 40A \left| \frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right| \left( \frac{10^{18} \text{ eV}}{E} \right) \text{ km}. \quad (4.3.3)$$

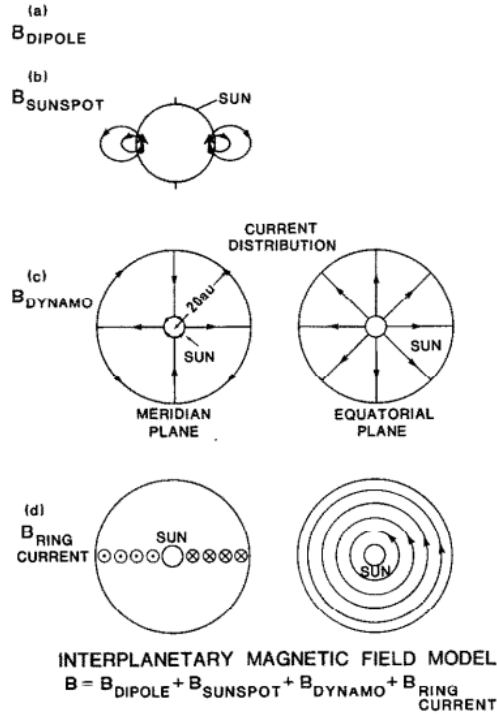
Note that this parametrization only yields the expectation value of the separation distance. The remaining shape of the separation distribution depends on the magnetic field shape and strength and the disintegration distance from Earth.

#### 4.3.1 Model of the interplanetary magnetic field

A simple, yet realistic model of the interplanetary magnet field was developed by Akasofu, Gray and Lee in 1980 [41]. They assumed that interplanetary magnetic field can be described by four components in a sphere with a radius of  $r_2 = 20$  AU inside the center of the Solar System.

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{dipole} + \mathbf{B}_{sunspot} + \mathbf{B}_{dynamo} + \mathbf{B}_{ring}. \quad (4.3.4)$$

A schematic illustration of these four components is shown in Figure 4.2. These four components will be described in detail in the following subsections in cylindrical units. The total field is plotted as a function of the distance from the Sun for different values of  $z$  in Figure 4.3 along with the correct sign. The sign of all components changes with each eleven year solar cycle [31].



**Figure 4.2:** Schematic illustration of three of the four components of the interplanetary magnetic field [41].

### Solar dipole component

The solar dipole component is well understood and can be described by

$$\begin{aligned}
 B_z^{\text{dipole}} &= \frac{B_s r_1^3}{2} (\rho^2 - 2z^2) (z^2 + \rho^2)^{-5/2}, \\
 B_\rho^{\text{dipole}} &= -\frac{3B_s r_1^3}{2} \rho z (z^2 + \rho^2)^{-5/2}, \\
 B_\phi^{\text{dipole}} &= 0,
 \end{aligned} \tag{4.3.5}$$

where  $r_1$  is the radius of the Sun ( $R_\odot$ ) and  $B_s = 2 \text{ G}$  is the dipole field at the north pole of the Sun.

### Sunspot component

The sunspot component of the interplanetary magnet field can be described as the combined magnetic field of 180 spherical dipoles of radius of  $0.1 R_\odot$ . The

### 4.3. DEFLECTION OF THE FRAGMENTS

---

spherical dipoles are distributed uniformly along the equatorial plane in a circle with a radius of  $0.8 R_\odot$ . These dipoles can be described using the same expression as in Equation (4.3.5), with  $B_d = 1000$  G.

#### Dynamo component

The dynamo component is due to the rotation of the Sun in the dipole field. It can be described by a sheet current distribution that flows along the polar axis, then along the heliosphere towards the ecliptic plane and back into the Sun [31]. The result is a field only in the  $\phi$  direction, given by

$$B_\phi^{dynamo} = \text{sign}(z) B_{\phi_0} \frac{\rho_0}{\rho}, \quad r_1 < \sqrt{z^2 + \rho^2} < r_2, \quad (4.3.6)$$

where  $B_{\phi_0} = 3.5 \times 10^{-5}$  G and  $\rho_0$  the distance between the Earth and the Sun, 1 AU. Note that the dynamo component is the only component in the  $\phi$  direction. As can be seen in Figure 4.3, the dynamo component dominates the other components at large distances from the Sun.

#### Ring current component

The ring current component is produced by a sheet equatorial current that extends up to  $r_2 = 20$  AU. The magnetic field components are given by

$$\begin{aligned} B_z^{ring} &= B_{\rho_0} \rho_0^2 \int_0^\infty dk k G(k) J_0(k\rho) \exp(-k|z|), \\ B_\rho^{ring} &= \text{sign}(z) B_{\rho_0} \rho_0^2 \int_0^\infty dk k G(k) J_1(k\rho) \exp(-k|z|), \\ B_\phi^{ring} &= 0, \end{aligned} \quad (4.3.7)$$

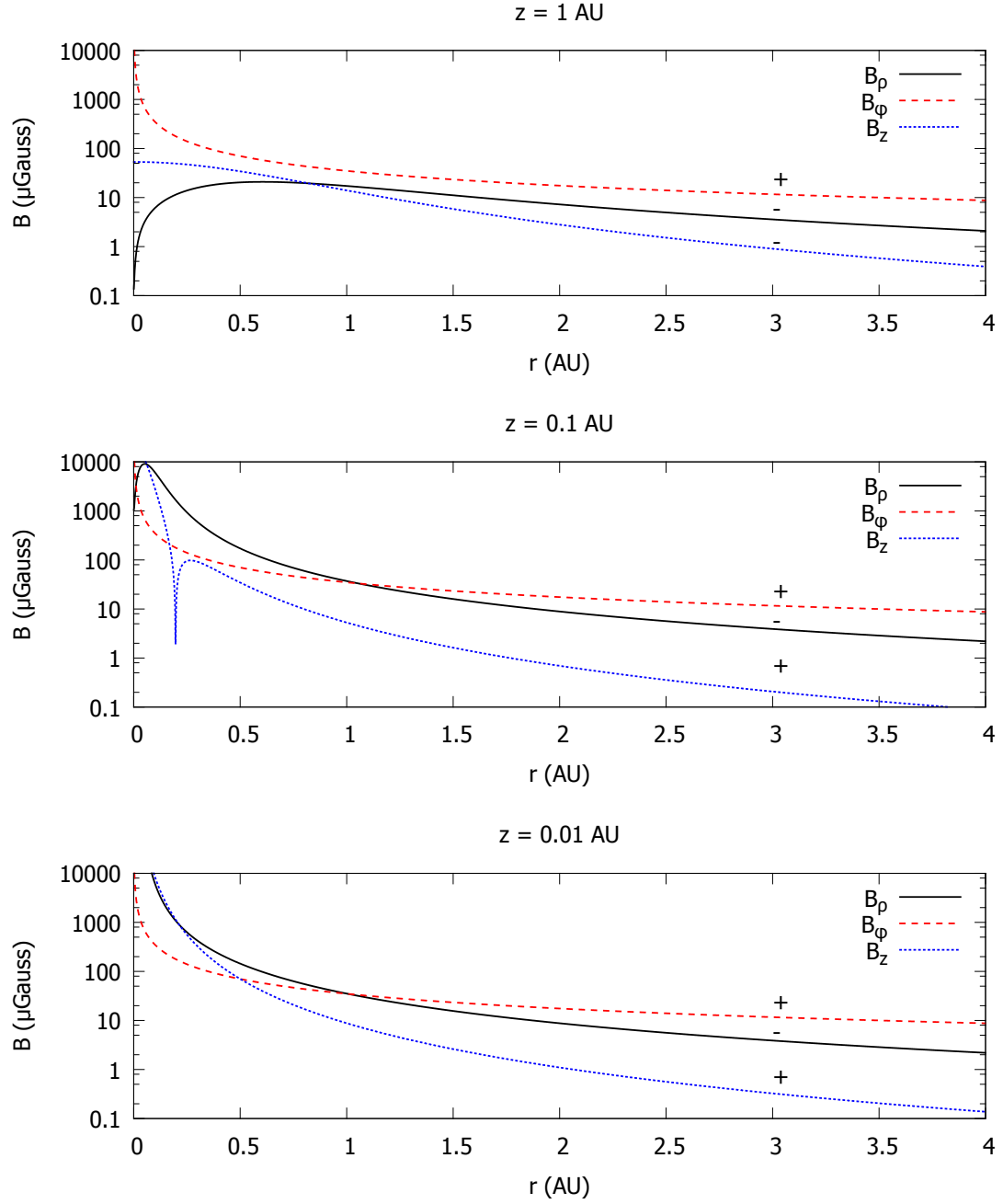
where  $J_0$  and  $J_1$  are Bessel functions,  $B_{\rho_0} = -3.5 \times 10^{-5}$  G and  $G(k)$  is given by

$$G(k) = \frac{1}{k} \left[ \sqrt{k^2 + \frac{1}{r_2^2}} - \sqrt{k^2 + \frac{1}{r_1^2}} + \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right]. \quad (4.3.8)$$

For the region of the Solar System used in this thesis ( $r_1 \ll r < 4$  AU), an approximation of the integrals in Equation (4.3.7) can be used. This can be done by taking the limit  $r_1 \rightarrow 0$  and  $r_2 \rightarrow \infty$ . This gives the approximation as [31]

$$\begin{aligned} B_z^{ring} &\simeq B_{\rho_0} \rho_0^2 |z| (z^2 + \rho^2)^{-3/2}, \\ B_\rho^{ring} &\simeq \text{sign}(z) B_{\rho_0} \rho_0^2 \rho (z^2 + \rho^2)^{-3/2}. \end{aligned} \quad (4.3.9)$$

### 4.3. DEFLECTION OF THE FRAGMENTS



**Figure 4.3:** Components of the interplanetary magnetic field given for  $z=1 \text{ AU}$  (top),  $z=0.1 \text{ AU}$  (middle) and  $z=0.01 \text{ AU}$  (bottom). The sign of each component is given next to each curve.



# Chapter 5

## Numerical approach

To calculate the expected GZ events for HiSPARC, a numerical model is used. This numerical model was made by Lafèbre and used in his own research [1]. Some adjustments needed to be made in order to produce results for the HiSPARC experiment. In general, the same procedures as Lafèbre are followed so that the results of this research can be compared to the original work by Lafèbre.

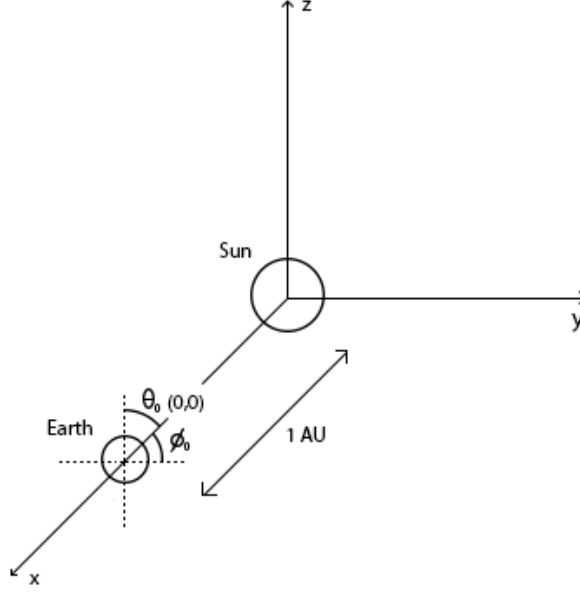
The numerical model consists of two parts. In the first part, a database of GZ events is built by simulating the photodisintegration of the primary nucleus by the Solar photon field and the deflection of the fragments by the interplanetary magnetic field. In this thesis, we will only consider single-nucleon emission since we have shown in Section 4.2 that this is most likely to happen. In the second part of the numerical model, the data-analysis is done for the database of GZ events built in the first part. We will describe each part in more detail in the following sections.

### 5.1 Building the GZ event database

At the start, 257150 particles were generated with different parameters to describe them. For each particle, both types of nucleon emission were added as fragments. In total, this gives a database containing 514300 GZ events of which half contain proton emissions and half contain neutron emissions. The parameters of each event were generated with the help of a pseudo random number generator, called "The Mersenne twister", which is considered to be an excellent random number generator [42].

In this thesis, we will work with a coordinate system similar to the equatorial coordinate system which uses right ascension and declination to describe the location of objects. However, in this case the reference system is centered on Earth and the Sun is located at the origin of the declination,  $\theta_0$ , and the right ascension,

$\phi_0$ . In Figure 5.1, this coordinate system is shown.



**Figure 5.1:** *Heliocentric Cartesian coordinate system used in this thesis where the Earth is found at 1 AU. For the reference system used to build the database and describe the results,  $(\phi_0, \theta_0) = (0, 0)$  is in the direction of the Sun.*

In order to generate the database, each event was given

- a random atomic charge number between  $2 \leq Z \leq 92$ ,
- a random energy ranging from  $10^{16} \leq E \leq 10^{20}$  eV,
- a random "right ascension" angle between  $-\pi \leq \phi_0 \leq \pi$ ,
- a random "declination" angle between  $-\pi/2 \leq \theta_0 \leq \pi/2$ ,
- a random distance from Earth between  $0.02 \leq \xi \leq 4$  AU.

All parameters are drawn from a uniform distribution, except for  $\theta_0$ . For this angle, the random distribution function  $\text{asin}(2x-1)$  is used to account for spherical deformation. However, it is not realistic that the atomic charge number and energy of each event are uniformly distributed. To correct for this, we will use a model for the flux of each event based on its energy and atomic charge number in order to make our uniformly distributed database more realistic. This model will be described in more detail later on.

Next, the trajectory of each fragment was calculated by computing the Lorentz force due to the interplanetary magnetic field as given in Section 4.3.1. This will be

done in a heliocentric Cartesian coordinate system, where the Earth is positioned at 1 AU in the  $\hat{x}$  direction. The procedure is stopped when the fragments reach the Earth or when  $ct \gg \xi$ , hence when fragments completely miss the Earth.

When both fragments reach Earth, the distance vector  $\boldsymbol{\delta}$  between the arrival locations of the fragments is calculated. This distance vector  $\boldsymbol{\delta}$  will be of utmost importance in the data-analysis part of the model.

## 5.2 Data-analysis

In the second part of the numerical model, most of the data-analysis is done. First of all, the distance vector  $\boldsymbol{\delta}$  from the previous section will be decomposed as  $\boldsymbol{\delta} = (\delta_l, \delta_b)$ , where  $l$  and  $b$  are the longitude and latitude angular coordinates on Earth. During this decomposition, the curvature of the Earth is accounted for. By using this decomposition, the angle with respect to the  $\hat{l}$  direction which is also known as North, will be described by  $\text{atan}(\delta_b/\delta_l)$ .

To make a accurate description of the detections by a specific detector, the angle at which the detector is hit by the fragments must be incorporated. This angle is based on the latitude and longitude of the detector as well as the daily and yearly phases of the Earth,  $\zeta_d$  and  $\zeta_y$ . These four angles can also be used to calculate the projected distance vector  $\boldsymbol{\delta}'$  at sea level. Since the ratio  $\delta'/\delta$  can easily exceed a factor of 2, it is important to include these projection effects [1].

Whether both particles can be detected by a detector depends on the shape and geometry of the detector. In this thesis, a detector-specific function  $\xi(\boldsymbol{\delta})$  is used to describe the probability of detecting the second shower event for a given distance vector  $\boldsymbol{\delta}$ , under the assumption that the first shower is detected [1]. In the case of HiSPARC, a grid is constructed where the specific position of each of the 97 stations is determined. Assuming that the first shower was detected by one of the stations, it is checked if the second shower could be detected by another station. This was done by assuming that the core of the first shower was exactly on top of a station. After this, the projected distance vector  $\boldsymbol{\delta}'$  is added to the location of the station that detected the first shower and it is checked whether this falls inside a circle of radius  $r_{core}$  around another station. The radius  $r_{core}$  is the distance from a station where the probability to detect an EAS is at least 50%, as determined in Section 3.2. If this is the case, it is assumed that both showers are detected. The flux of the first shower will be calculated based on the absolute particle flux of a specific element as given in equation 5.2.3, the probability that this element will undergo the GZ-effect based on a specific distance from Earth as given in equation 4.1.2 and the total area of the 97 stations, which will be discussed in the next paragraph. By assuming that the core of the first shower is exactly on top of a station, we are making a very crude assumption that will affect our

results. This assumption will be discussed in more detail in the Discussion at the end of the report.

To calculate the total GZ event rate, the effective aperture of a detector must also be incorporated in the model. The total effective aperture can be calculated by integrating the detector-specific function  $\xi(\boldsymbol{\delta}')$  over the course of a year [1]:

$$A(\boldsymbol{\delta}, E, \phi_0, \theta_0) = \frac{S_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \xi(\boldsymbol{\delta}') \omega(\theta, E) d\zeta_d d\zeta_y, \quad (5.2.1)$$

where  $S_0$  is the total area of the detector and  $\omega(\theta, E)$  is the angular sensitivity of the detector. The factor  $1/\pi$  is to normalize to all-sky visibility. In the case of HiSPARC, the total area is approximated by  $95 \times S_{station}$ , where  $S_{station}$  is the area of the circle around a HiSPARC station where the probability of detecting an EAS is at least 50%. Since the radius of this circle is energy-dependent, we will calculate the total area separately for each event. The factor 95 is an approximation due to some of the 97 stations being so close to each other that they cover the same area. The angular sensitivity of a HiSPARC station is given by the fact that HiSPARC stations can only detect events with a maximum zenith angle of  $45^\circ$ ,  $\theta \leq \pi/4$  [12].

Whether or not a shower can be detected also depends on the energy threshold of the detector used. The energy threshold of a detector is approximated by using a Gauss error function as [1],

$$\frac{\text{erf}(1.7(\log_{10} E - \log_{10} E_{th}))}{2} + \frac{1}{2}. \quad (5.2.2)$$

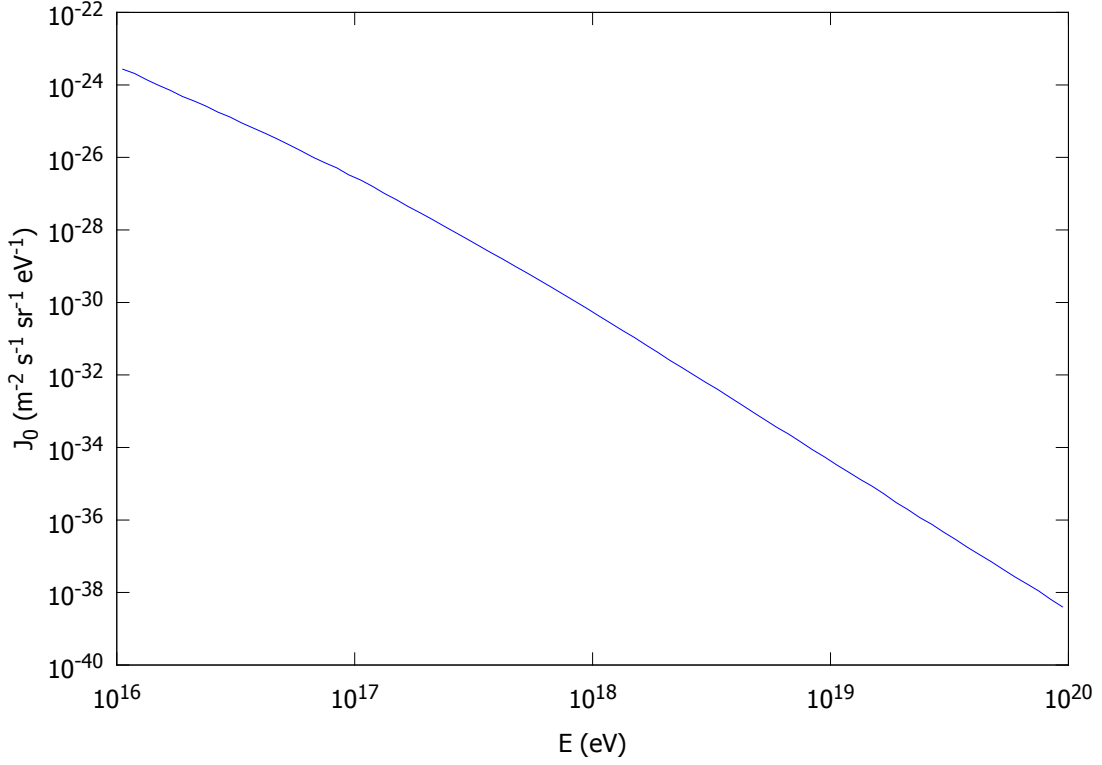
This error function ranges from zero to one and indicates the efficiency of the detector for detecting a cosmic ray particle with a certain energy. In case of HiSPARC, the energy threshold used is quite low,  $E_{th} \approx 10^{15}$  eV, and therefore most of the particles will be detected.

Because not every element has the same abundance, a model that accounts for each element in the total cosmic ray flux must be used. The absolute particle fluxes for various elements of primary cosmic ray nuclei are given by [19]

$$J_Z(E) = J_{0,Z} \left[ \frac{E}{E_0} \right]^{\gamma_Z} \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_p Z} \right)^{\gamma_1} \right]^{-\gamma_2}, \quad (5.2.3)$$

where  $J_Z(E)$  is the contribution of cosmic ray particles with atomic charge number  $Z$ ,  $J_{0,Z}$  and  $\gamma_Z$  are constant factors for each species,  $E_0 = 10^{12}$  eV,  $E_p = 4.5 \times 10^{15}$  eV,  $\gamma_1 = 1.9$  and  $\gamma_2 = 1.1$ . This model is based on the assumption that the total spectrum is composed of individual spectra of elements, as stated in the explanation for the two knee structure in Section 2.3. Therefore, the total cosmic ray flux is given by

$$J(E) = \sum_Z J_Z(E), \quad (5.2.4)$$



**Figure 5.2:** *The total cosmic ray flux given by the model as stated in [19].*

where  $Z$  runs from  $2 \leq Z \leq 92$  in this thesis since protons cannot contribute to the GZ-flux. Important to point out is that this model underestimates the number of cosmic ray nuclei with low mass for very high energies,  $E > 10^{19}$  eV. Because of this, the flux at these energies in the model is significantly lower compared to the experimental values. However, this can be neglected since these cosmic ray nuclei will not contribute to the GZ-flux due to very low values for the photodisintegration cross-section [1]. The total cosmic ray flux for all elements from  $1 \leq Z \leq 92$  from this model is plotted in Figure 5.2 for the relevant energy range in this thesis. Comparing the model to experimental data as given in Figure 2.2 shows that the model is in good agreement to experimental data for most energies. However, it can be seen that the decrease in flux above  $10^{19}$  eV is steeper compared to the experimental values. This is the effect of the underestimation made by the model, as discussed before.

Finally, the total GZ event rate for a specific detector for cosmic ray nuclei

with energies greater than  $E$  can now be given as

$$\begin{aligned} \Phi_{GZ}(E) = & \int_E^\infty \sum_Z J_Z(E') \left[ \int \eta_Z(E', \phi_0, \theta_0) A(\boldsymbol{\delta}, E', \phi_0, \theta_0) \right. \\ & \left. \times f_{dc} \cos(\theta_0) d\theta_0 d\phi_0 \right] dE', \end{aligned} \quad (5.2.5)$$

where  $\eta_Z(E', \phi_0, \theta_0)$  is the probability that a cosmic ray particle undergoes photo-disintegration and  $f_{dc}$  is the duty cycle of the detector. In case of HiSPARC, or scintillator detectors in general,  $f_{dc} = 1$  as discussed in Section 3.2. In reality, this is not exactly true since the uptime of the detector is not always 100%.

# Chapter 6

## Results

After applying the procedures described in the previous chapter, several results are obtained. In the first part of this chapter, general results on the GZ-effect are presented. We will finish this chapter with the most important result, the expectation for the total GZ event rate for HiSPARC. The results will be analyzed and an explanation will be given to interpret the results where possible.

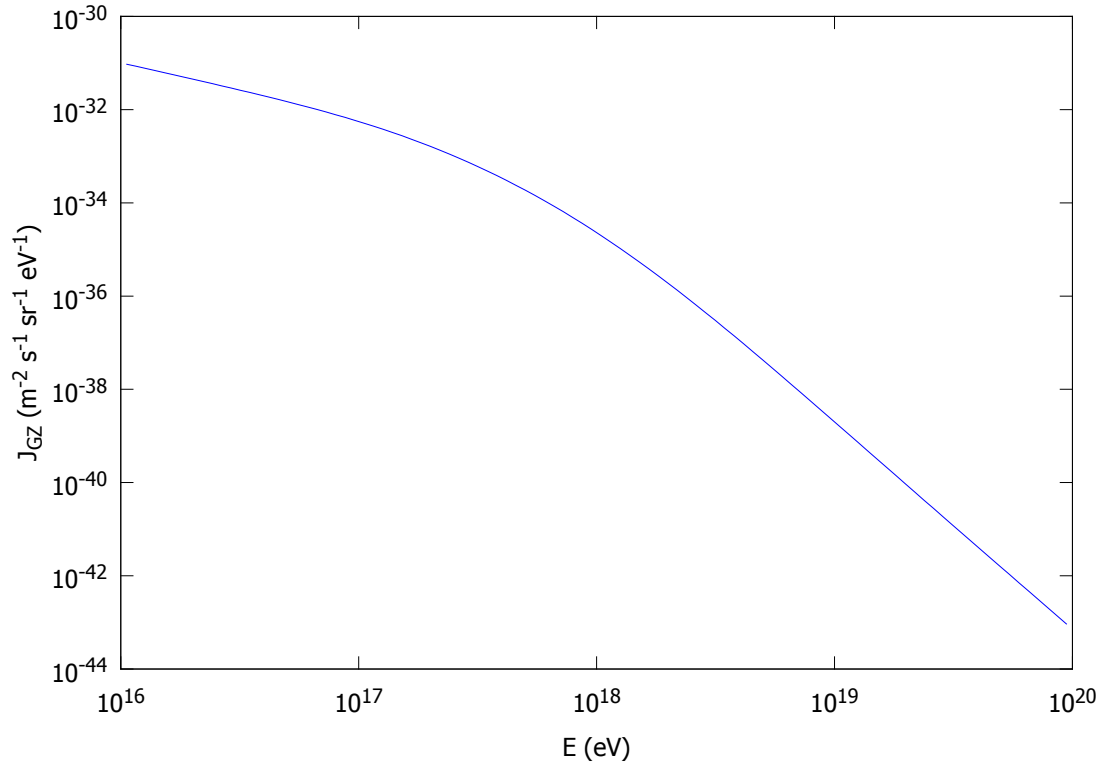
### 6.1 General results

By multiplying the disintegration probability by the partial flux given in Equation (5.2.3), the total intrinsic Gerasimova-Zatsepin flux

$$J_{GZ} = \sum_Z J_Z(E) \int \eta_Z \cos \theta_0 d\theta_0 d\phi_0 \quad (6.1.1)$$

is on Earth is obtained. This total intrinsic GZ flux is shown in Figure 6.1 as a function of the energy of the primary nucleus. This flux has similar shape as the total cosmic ray flux, except for the fact that the total GZ flux is several orders of magnitude lower.

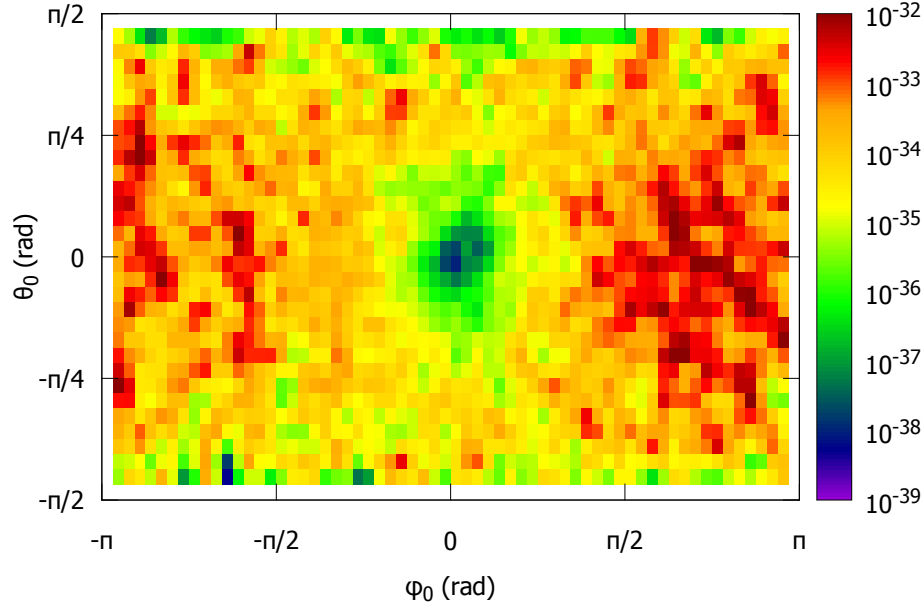
In Figure 6.2, the GZ flux is shown as a function of the photodisintegration location of the primary nucleus. We can clearly distinguish three regions in this contour plot. The first region is around the center of the figure where  $(\theta_0, \phi_0)$  is equal to  $(0, 0)$ , also known as the location of Sun. We can see that the GZ flux is at its lowest point in this region. Although the Solar photon flux is very high and most disintegrations find place around this point, the magnetic field near the Sun is so strong that most fragments will be deflected enough to miss the Earth. The other regions that can clearly be distinguished are the two semicircles at the most left and right of the contour plot. In these regions the highest GZ flux is found. These two semicircles can be combined to find the region where the GZ flux has



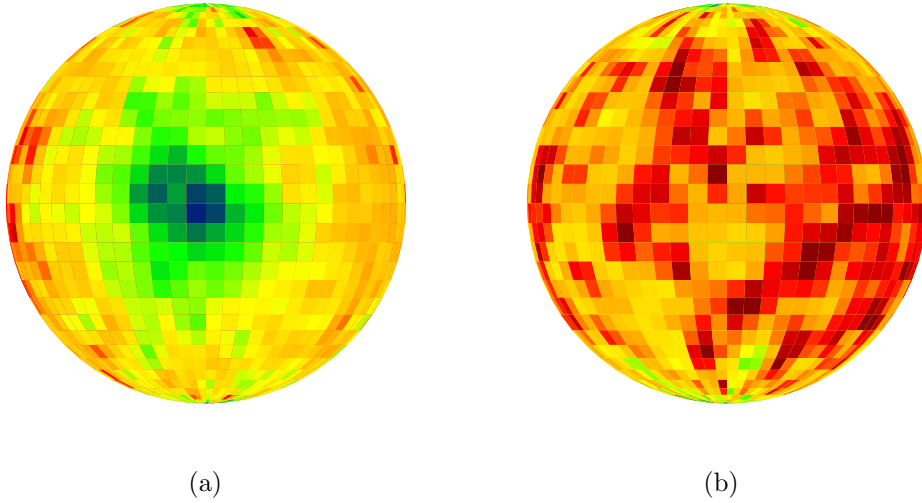
**Figure 6.1:** *The total Gerasimova-Zatsepin flux on Earth as a function of the energy of the primary nucleus.*

the highest values. It turns out that these two semicircles combined represent the night-side of Earth as where the first region represents the day-side of Earth. To get a better understanding of this, a 3D-plot has been included in Figure 6.3. In the left figure, 6.3(a), we are facing the Earth as if we were looking from the location of the Sun. Therefore, this figure indicates the day-side of Earth. In the right figure, 6.3(b), we are facing the Earth as if we were looking from behind the Earth towards the Sun. Therefore, this figure indicates the night-side of Earth. Without a doubt, we can now say that the highest GZ flux is found on the night-side of Earth.

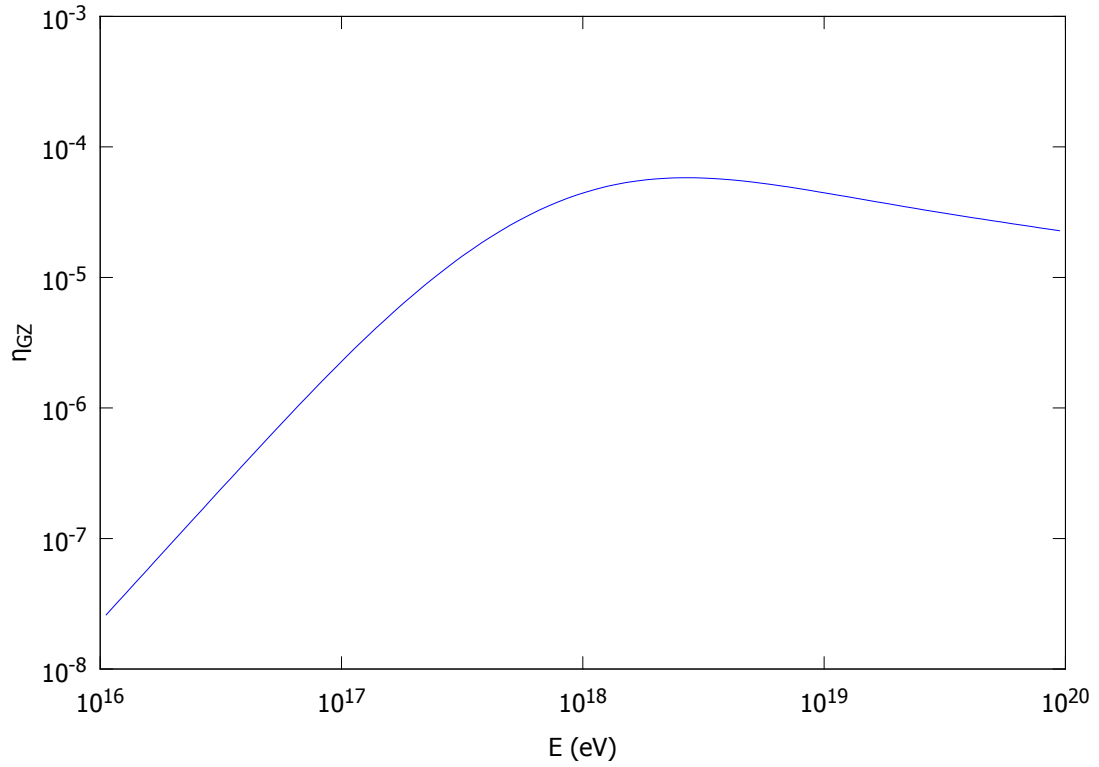




**Figure 6.2:** *The GZ flux based on the photodisintegration location of the primary cosmic ray nucleus. Red colors indicate the highest flux in units of  $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}eV^{-1}$  and purple colors indicate the lowest flux.*

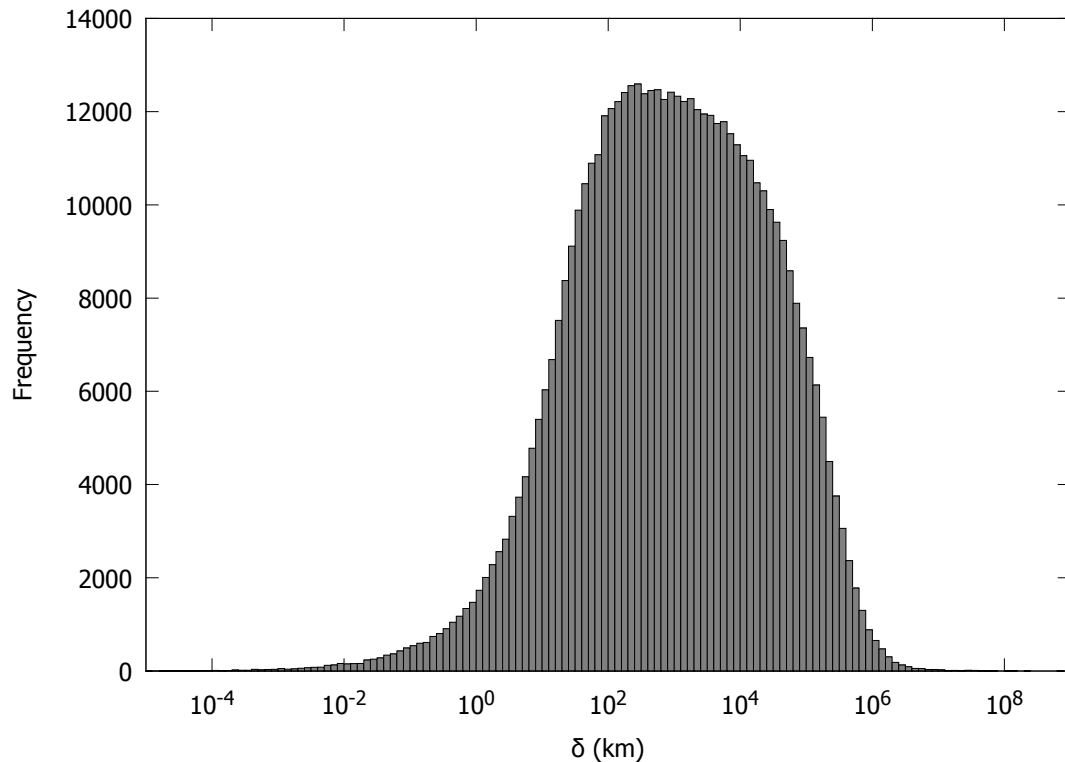


**Figure 6.3:** *GZ flux for the day-side (a) and night-side of the Earth (b). The colors used in these figures have the same meaning as the colors used in Figure 6.2.*



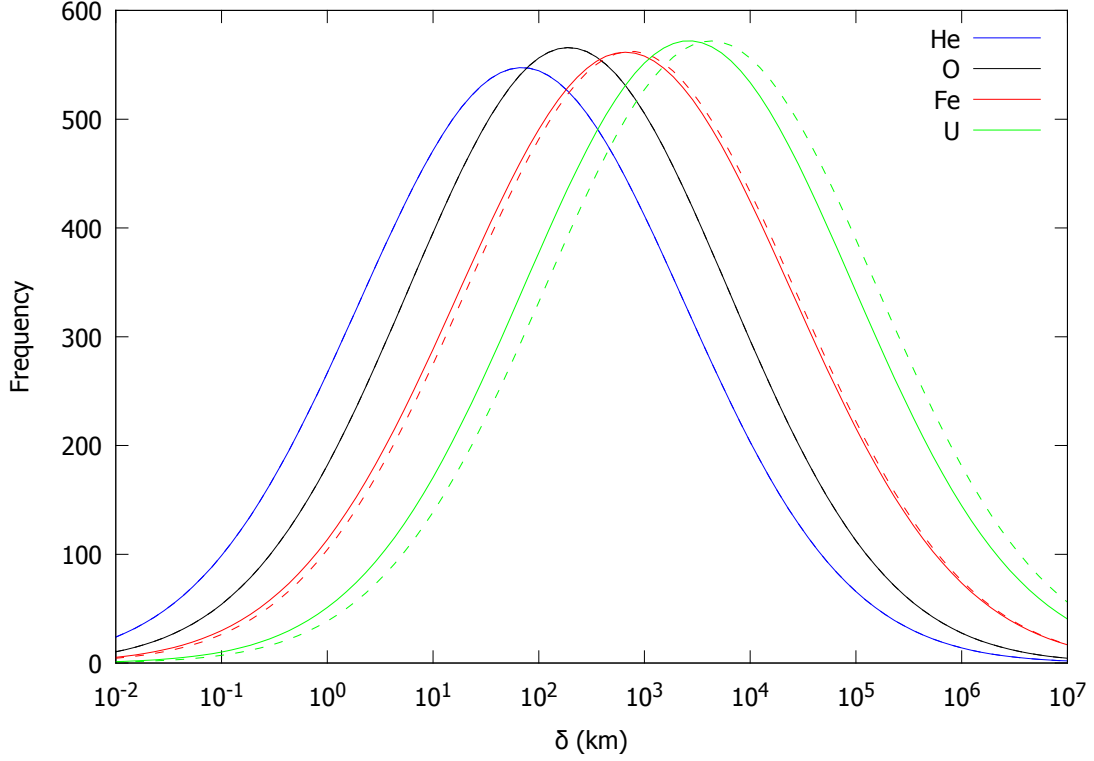
**Figure 6.4:** *The disintegration probability  $\eta_{GZ}$ , or  $J_{GZ}/J_0$ , as function of energy of the primary cosmic ray nucleus.*

By dividing the total GZ flux by the total cosmic ray flux as given in Equation (5.2.4), the probability of photodisintegration is found. This photodisintegration probability is known as  $\eta_{GZ}$ , which is described in Section 4.1. Figure 6.4 shows this photodisintegration probability as a function of the energy of the primary nucleus. We find that the maximum photodisintegration probability has a value of  $\eta_{GZ} \simeq 10^{-4}$  near  $2.1 \times 10^{18}$  eV. These results are in close agreement to other researches on this subject, such as [1], [30], [31], [43], [44].



**Figure 6.5:** *Distribution of the separation distance  $\delta$  between the fragments for all events.*

In Figure 6.5, the distribution of the arrival distance between the fragments,  $\delta$ , for all events are given. We can see that the separation distance ranges from  $10^{-2}$  to  $10^6$  kilometers. The values above  $10^4$  km should not be trusted blindly, for reasons that will be explained in the Discussion. The highest frequency is found for values from  $10^2$  to  $10^4$ . Therefore, the GZ-effect has the highest probability of being detected in detectors that have distances between stations in this order of magnitude. Unfortunately, these type of detectors are not very common. HiSPARC however does have quite some combinations of stations in the order of  $10^2$  km and even some just below  $10^3$  km, as can be seen in Figure 3.2.

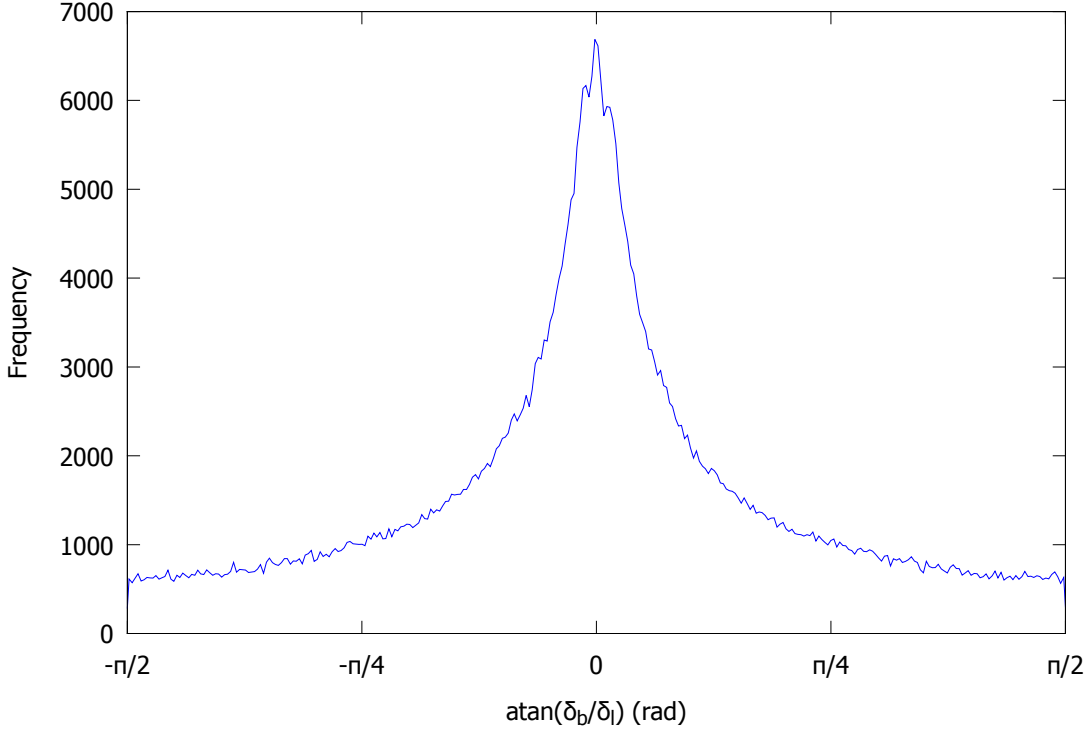


**Figure 6.6:** Distribution of  $\delta$  for  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  and  ${}^{238}\text{U}$ . Solid lines are for neutron emission, dashed lines are for proton emission.

It is also interesting to see how the separation distance depends on the mass and charge of the primary cosmic ray nucleus. In Figure 6.6, the distributions of  $\delta$  is given for four different elements:  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  and  ${}^{238}\text{U}$ . The choice for He, O, Fe is due to the fact that these species are very abundant in cosmic rays, as can be seen in Figure 2.1. To include an element with a high atomic charge and mass number, U is also included. Both types of nucleon are included in the figure.

We can clearly see that the separation distance is very dependent of the atomic charge and mass number. Light fragments with low charge will have a smaller separation distance than heavier fragments with higher charge. We can also see that for light fragments, the distributions of neutron and proton emission overlap. The distributions start to split when the difference between the atomic charge and mass number becomes bigger. Although by instinct it is expected that the biggest separation distance is found when a neutron is emitted, since that the neutron has no charge and thus will not be deflected, this is not the case. It can be seen that the biggest separation distance is found when the nucleon emitted is a proton. This can be explained due to the charge-to-mass ratio of the fragments. From equation 4.3.2, it can be seen that the deflection of a single fragment becomes

smaller once this ratio is smaller. Since the ratio of the proton is always equal to one and the ratio of the neutron is always equal to zero, the ratio of the remaining fragment will approach zero for when the difference between the atomic charge and mass number becomes bigger. Because of this, the largest separation distance is found when the emitted nucleon is a proton. All of this is in agreement with the expression for the expectation value of  $\delta$  given in Equation 4.3.3, which describes the expectation value as a function of the atomic charge and mass number.



**Figure 6.7:** *Distribution of the angle between the two components of the separation distance,  $\delta_l$  and  $\delta_b$ , with respect to the North for all events.*

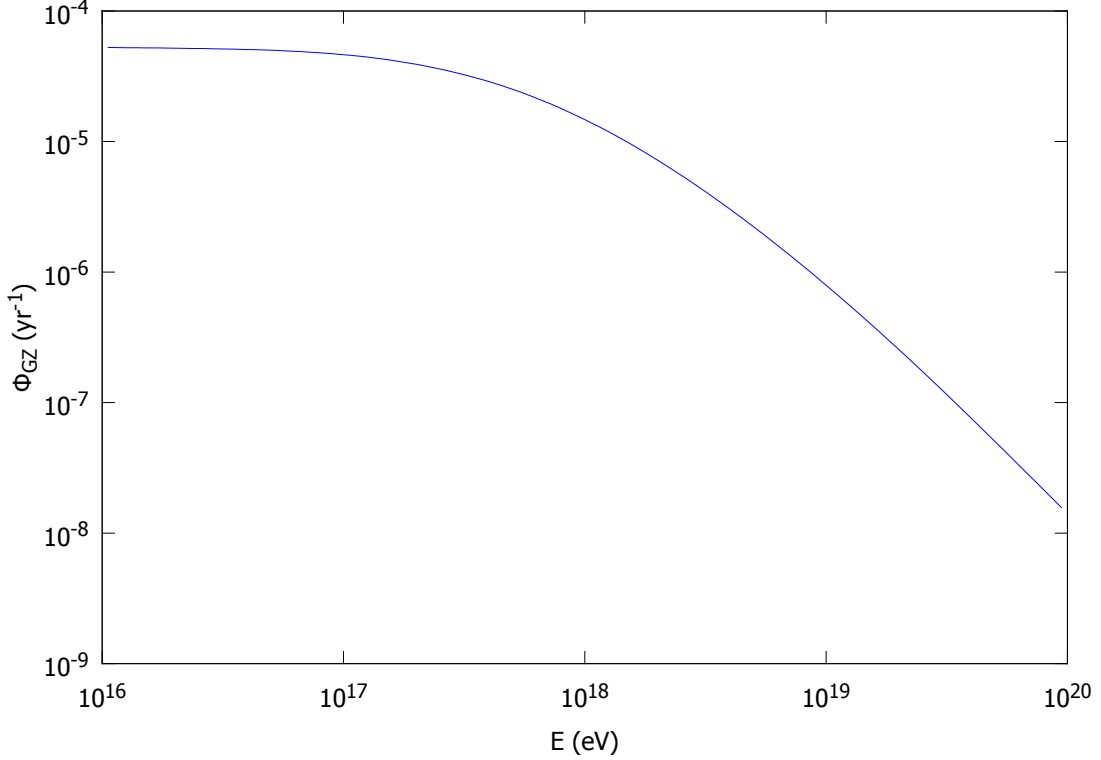
Whether or not a GZ event can be detected does not only depend on the distance between the fragments, but also on the angle between the fragments. In Figure 6.7, the angle between the fragments with respect to the North for all events is presented. We see that the highest frequency is found when the fragments have north-south configuration. An east-west configuration is found with much lower frequency. This effect is found for different values of energy and therefore not energy dependent.

This effect can be explained by looking at the components of magnetic field as shown in Figure 4.3 and the location of the photodisintegration process. We

previously found that the highest GZ flux is found at the night-side of the Earth. Therefore, most particles will be photodisintegrated at distances further than 1 AU from the Sun. From figure 4.3, we see that for distances further than 1 AU from the Sun, the  $\phi$ -component of the magnetic field is always the strongest component. Since the primary nuclei are moving towards Earth before they photodisintegrated, we can say that the  $\rho$ -component of their velocities is the greatest component. The deflection is based of the Lorentz-force which is calculated as the cross product of the magnetic field and the velocity of the particle. Using the components as described before, we find that the Lorentz-force has a main component in the  $z$ -direction and hence a north-south configuration is found.

Because of this effect we can say that in order to detect as much GZ events as possible, a detector is needed which has most of his stations in a north-south configuration. In case of HiSPARC, we can see on the map of HiSPARC in Figure 3.1 that most stations which have a north-south configuration are found in the Netherlands. These stations mostly have a separation distance of around  $10^1$  to  $10^2$  km. The stations which are responsible for the larger distances are not in a north-south configuration, which is not the ideal case.

## 6.2 HiSPARC specific results



**Figure 6.8:** *The final GZ event rate for HiSPARC per year for all primary cosmic ray nuclei with energies greater than  $E$ .*

The final GZ event rate as described in Equation (5.2.5) for HiSPARC is shown in Figure 6.8. In this plot, the displayed value of the final GZ event rate at an energy  $E$  is the final GZ event rate for events having an energy of at least this energy. We can see that if we include all primary cosmic ray nuclei with energies greater than  $10^{16}$  eV, a final event rate of  $\Phi_{GZ} \approx 10^{-4}$  per year is found. This means that HiSPARC will detect about one GZ event every 10.000 years, which is too low to successfully detect the GZ-effect. This result for the final event rate is comparable the result found by Lafebre for the final event rates of GZ-events in the Pierre Auger observatory and the Lofar observatory [1]. However, it is expected that the actual GZ event rate of HiSPARC will be higher due assumptions in this research. This will be discussed in more detail in the Discussion.

We can see also that is no significant increase in the final event rate between  $10^{16}$  eV and  $10^{17}$  eV, which means HiSPARC does not significantly detect GZ events from primary nuclei with energies lower than  $10^{17}$  eV. This is due to the

## 6.2. HISPARC SPECIFIC RESULTS

---

fact that the energies of the fragments coming from these primary cosmic rays will be below the energy threshold of  $E_{th} \approx 10^{15}$  eV. The energy of a fragment is given by

$$E_f = E_p \frac{A_f}{A_p}, \quad (6.2.1)$$

where  $f$  denotes the fragment and  $p$  denotes the primary cosmic ray nucleus. Since this splitting of the energy scales with the ratio of atomic mass numbers and the atomic mass number of the nucleon is always equal to 1, the energy of the nucleon quickly drops below the energy threshold.

When we look at the GZ event rate for particles with energies of at least  $10^{18}$  eV,  $10^{19}$  eV and  $10^{20}$  eV, we see that there is a significant difference between the values of these event rates. This is due to the total GZ-flux from Figure 6.1 which drops quite fast around these energies and therefore the expected GZ event rate also become significantly lower.



# Chapter 7

## Conclusion

We have used a numerical model study the Gerasimova-Zatsepin effect and to calculate the final Gerasimova-Zatsepin event rate for HiSPARC. We found that there is a maximum disintegration probability  $\eta_{GZ} \simeq 10^{-4}$  near  $2.1 \times 10^{18}$  eV. We have also found that the highest flux is found at the night-side of the Earth although most photodisintegrations occur at the day-side of the Earth. However, due to the strong magnetic field of the Sun most fragments will be deflected enough to miss the earth. Therefore, the highest probability of detecting the GZ-effect with a given detector is during the night.

The separation distance between the fragments ranges from  $10^{-2}$  and  $10^6$  kilometers. Most of the fragments will have a separation distance between  $10^2$  to  $10^4$  kilometers, making it hard for current detectors to detect both fragments created with the GZ-effect. Looking at different species of cosmic rays, we have found that nuclei with low values for the atomic charge and mass number will have a lower separation distance than nuclei with high values for the atomic charge and mass number. We have also found that if the difference between the atomic charge and mass number becomes large enough, the distributions for neutron-emission and proton-emission will start to split. Due to the charge-to-mass ratio, the separation distance is the largest for proton-emission. There also appeared to be north-south preference for the fragments when arriving on Earth. This effect can be explained by looking at the photodisintegration location of the primary cosmic ray and the components of interplanetary magnetic field.

The main goal of this thesis was to calculate the expected Gerasimova-Zatsepin event rate for HiSPARC. We have shown that with the current setting of HiSPARC, the expected event rate is around  $10^{-4}$  events per year. However, a note must be made that this expected event rate is influenced by the assumptions made in the simulation, which will be discussed in the Discussion at the end. Still, this expected event rate is too low to make a realistic detection. The reason for this is the fact that HiSPARC does not cover a large enough area. Also, the distances

---

and angles between the current stations are not optimal for measuring the GZ-effect. However, since HiSPARC has a very low energy threshold and can expand relatively easy, there are several recommendations that could improve the final GZ event rate.

In order to get a higher GZ event rate, HiSPARC has to increase the number of stations used. Since we have shown that highest probability of measuring both showers is found for stations in the range of  $10^2$  to  $10^4$  kilometers with a north-south configuration, the results speak for themselves. By implementing more detector stations to the south of the Netherlands, the total area covered by HiSPARC increases as well as the number of distances between stations. This will increase the probability of measuring both showers caused by fragments of the GZ-effect and therefore increase the total GZ flux found.

# Chapter 8

## Discussion

There are several points of discussion that need to be pointed out in order to determine how accurate our results are and to improve the results for future work.

We have only considered single-nucleon emission in this thesis. In reality, there is always the possibility of double-nucleon emission, or even  $\alpha$ -emission, even though the probability of this happening is very small. For a more realistic model, these events should also be included. The other regimes of the photodisintegration cross-section should also be included for a more complete model.

The model used for interplanetary magnetic field is also a point of discussion. Even though this model is assumed to be good, it still is a fairly simple model for a quite complicated field. It is also a stationary model, even though the interplanetary magnetic field is very dynamical because of the Solar cycle and Solar flares. We also did not include the magnetic field of the Earth in this model.

We also made a simplification for the calculation of the detector-specific function  $\xi(\boldsymbol{\delta})$ . To recap, this function was used to describe the probability of detecting the second shower event for a given separation vector  $\boldsymbol{\delta}$ , under the assumption that the first shower is detected. In this thesis, we have assumed that the core of the first shower was always exactly at the position of a station. From this, we added the given separation vector and checked if the second shower could be detected within the range of another station. Since we assumed that the core of the first shower is always exactly on top of a station, we are missing a lot of events. This is due to the fact that the first shower can also be detected if the core is further from the station, just like we saw when measuring the second shower. By taking this into account in the simulation, the total expected GZ event rate will increase because the location of the first shower would be less strict. However, due to limited time this was not considered in this thesis.

Furthermore, the circle around the second station is based on the distance from the core of a shower where the probability of detecting a shower is 50%. This means that even though the second shower might be in range of the station, it

---

has a probability of not detecting the shower at all. The total surface covered by HiSPARC was also based on an assumption, since some circles around stations overlap. This also goes for the error function used for the energy threshold.

For the results we found on the separation distance,  $\delta$ , a flaw in the model is seen. We find that the maximum separation distance found is given by  $10^6$  kilometers. This is not possible on Earth. This result is due to the way the numerical model determines when to stop deflecting fragments. The model will deflect fragments up until they reach the Earth or the model will stop when  $ct \gg \xi$ , where  $\xi$  is the initial distance from Earth. Although the probability is low, it could happen that both fragments get deflected in a way where they both miss the Earth. In that case, the model stops deflecting both fragments soon after they passed the Earth. However, the distance between both fragments is still seen as the separation distance. This flaw in the model was found during the data-analysis at the end and could therefore not be fixed. However, this flaw does not alter the results for the total GZ event rate due to the fact that the event rate is absolute.

# Bibliography

- [1] S. Lafèbre, H. Falcke, J. Hörandel, and J. Kuijpers, “Prospects for direct cosmic ray mass measurements through the gerasimova-zatsepin effect,” *A&A*, vol. 485, no. 1, pp. 1–4, 2008.
- [2] C. de Coulomb, “Troisieme memoire sur l’electricite et le magnetisme,” *Histoire de l’Academie Royale des Sciences*, pp. 612–638, 1785.
- [3] N. Gerasimova and G. Zatsepin, “Splitting of cosmic ray nuclei by solar photons,” *Soviet Phys., JETP*, vol. 11, p. 899, 1960.
- [4] C. M. Curie, P. and G. Bemont, “Sur une nouvelle substance fortement radioactive, contenue dans la pechblende,” *Comptes Rendus de l’Acad. des Sciences*, vol. 127, pp. 1215–1217, 1898.
- [5] C. Wilson, “On the ionisation of atmospheric air,” *Proceedings of the Royal Society*, vol. 68, pp. 151–161, 1901.
- [6] K. Kurz, “The radioactive materials of the earth and air as the origin of the invasiveradiation in the atmosphere,” *Phys. Zeit.*, vol. 10, pp. 834–845, 1909.
- [7] T. Wulf, “On the radiation of high penetrating power that exists in the atmosphere,” *Phys. Zeit.*, vol. 1, pp. 152–157, 1909.
- [8] D. Pacini, “La radiazione penetrante alla supercie ed in seno alle acque,” *Nuovo Cim*, vol. VI/3, p. 93, 1912.
- [9] V. Hess, “Observations in low level radiation during seven free balloon flights,” *Phys. Zeit.*, vol. 13, pp. 1084–1091, 1912.
- [10] R. Millikan and G. Harvey Cameron, “High frequency rays of cosmic origin iii. measurements in snow-fed lakes at high altitudes,” *Phys. Rev.*, vol. 28, pp. 851–868, 1926.
- [11] S. Longair, *High energy astrophysics: Particles, photons and their detection. Vol.1. High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 1992.

- [12] D. Fokkema, *The HiSPARC Cosmic Ray Experiment: Data Acquisition and Reconstruction of Shower Direction*. PhD thesis, University of Twente, 2012.
- [13] J. Simpson, “Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays,” *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, vol. 33, pp. 323–382, 1983.
- [14] K. Lodders, H. Palme, and H.-P. Gail, “Abundances of the Elements in the Solar System,” *Landolt Börnstein*, p. 44, 2009.
- [15] J. Wang and E. Seo, “Measurement of cosmic-ray hydrogen and helium and their isotopic composition with the bess experiment,” *The Astrophysical Journal*, vol. 564, no. 1, p. 244, 2002.
- [16] G. A. de Nolfo, I. Moskalenko, W. Binns, E. Christian, A. Cummings, *et al.*, “Observations of the Li, Be, and B isotopes and constraints on cosmic-ray propagation,” *Adv.Space Res.*, vol. 38, pp. 1558–1564, 2006.
- [17] K. Kotera and A. V. Olinto, “The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays,” *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, vol. 49, pp. 119–153, 2011.
- [18] M. Nagano and A. A. Watson, “Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 72, pp. 689–732, Jul 2000.
- [19] J. Hörandel, “On the knee in the energy spectrum of cosmic rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 19, no. 2, pp. 193 – 220, 2003.
- [20] J. Abraham *et al.*, “Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei,” *Astropart.Phys.*, vol. 29, pp. 188–204, 2008.
- [21] K. Greisen, “End to the cosmic ray spectrum?,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 16, pp. 748–750, 1966.
- [22] G. Zatsepin and V. Kuzmin, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays,” *JETP Lett.*, vol. 4, pp. 78–80, 1966.
- [23] M. Lemoine, “Acceleration and propagation of ultrahigh energy cosmic rays,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 409, p. 012007, 2013.
- [24] O. Alkhofer, *Introduction to cosmic radiation*. Verlag Carl Thieme, 1975.
- [25] P. Grieder, *Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects : a Tutorial Reference Manual and Data Book*. Astrophysics and space science library, Springer Berlin Heidelberg, 2010.

- [26] R. Engel, D. Heck, and T. Pierog, “Extensive air showers and hadronic interactions at high energy,” *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, vol. 61, pp. 467–489, 2011.
- [27] [http://data.hisparc.nl/show/stations\\_on\\_map/](http://data.hisparc.nl/show/stations_on_map/). Accessed: 2013-08-29.
- [28] <http://www.openstreetmap.org/>. Accessed: 2013-08-29.
- [29] <http://www.hisparc.nl/downloads/handleidingen/detector-installatie/positie/>. Accessed: 2013-08-29.
- [30] G. Medina-Tanco and A. Watson, “The photodisintegration of cosmic ray nuclei by solar photons: The gerasimova-zatsepin effect revisited,” *Astropart.Phys.*, vol. 10, pp. 157–164, 1999.
- [31] L. Epele, S. Mollerach, and E. Roulet, “On the disintegration of cosmic ray nuclei by solar photons,” *JHEP*, vol. 9903, p. 017, 1999.
- [32] J. Puget, F. Stecker, and J. Bredekamp, “Photonuclear interactions of ultrahigh-energy cosmic rays and their astrophysical consequences,” *Astrophys.J.*, vol. 205, pp. 638–654, 1976.
- [33] G. Baldwin and G. Klaiber, “Photo-fission in heavy elements,” *Phys. Rev.*, vol. 71, p. 3, 1947.
- [34] M. Goldhaber and E. Teller, “On nuclear dipole vibrations,” *Phys. Rev.*, vol. 74, p. 1046, 1948.
- [35] R. Montalbetti, K. L., and J. Goldemberg, “Photoneutron cross sections,” *Phys. Rev.*, vol. 91, p. 659, 1953.
- [36] K. Okamoto, “Intrinsic quadrupole moment and the resonance width of photonuclear reactions,” *Phys. Rev.*, vol. 110, p. 143, 1958.
- [37] S. Karakula and W. Tkaczyk, “The formation of the cosmic ray energy spectrum by a photon field,” *Astropart.Phys.*, vol. 1, pp. 229–237, 1993.
- [38] J. Rachen, *Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon backgrounds*. PhD thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1996.
- [39] J. S. Levinger, “The high energy nuclear photoeffect,” *Phys. Rev.*, vol. 84, pp. 43–51, 1951.
- [40] J. Arends, “Measurements of the total photonuclear cross-sections in the delta resonance region,” *Phys.Lett.*, vol. 98B, pp. 423–426, 1981.

- [41] S. Akasofu, P. Gray, and L. Lee, “A model of the heliospheric magnetic field configuration,” *Planetary and Space Science*, vol. 28, no. 6, pp. 609 – 615, 1980.
- [42] M. Matsumoto and T. Nishimura, “Mersenne twister: a 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator,” *ACM Trans. Model. Comput. Simul.*, vol. 8, no. 1, pp. 3–30, 1998.
- [43] A. Iyono, H. Matsumoto, K. Okei, S. Tsuji, S. Ohara, *et al.*, “Simultaneous, parallel and multiple EAS events due to Gerasimova-Zatsepin effect in LAAS experiments,” *AIP Conf.Proc.*, vol. 1367, pp. 224–227, 2011.
- [44] Y. Fujiwara *et al.*, “Search for simultaneous parallel EAS events in long baseline EAS arrays with LAAS,” *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, vol. 151, pp. 481–484, 2006.



# Appendix A

## Course material: ”Kosmische Straling”

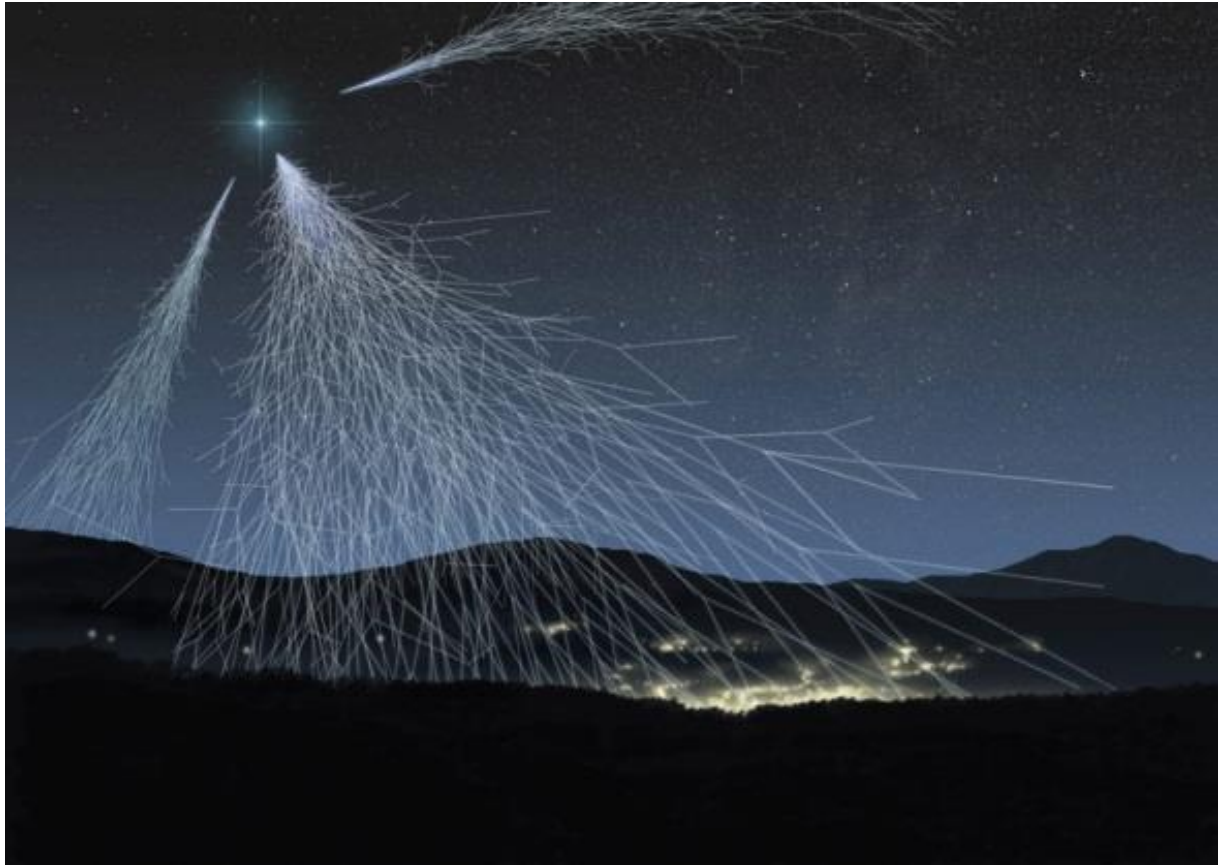
Because of our interest in physics education, and science education in general, Bas de Gier and I developed course material about cosmic rays for Dutch students in the second grade of high school (HAVO/VWO). We created a series of around eight lectures in which the history of the discovery of cosmic rays is followed.

We start with the discovery of the electroscope and finish with cosmic rays themselves. In between, we study the basic subjects which have something to do with cosmic rays such as electric charges, electromagnetic radiation, radioactivity and powers of ten. In each chapter, we try to learn students some basic knowledge about physics and introduce them some of the most famous physicists ever.

In most high schools, the second grade is the first year where students get physics classes. Because of this, our main goal of this course material was to fascinate students. We want to show them all the fascinating subjects physics has to offer and since cosmic rays come from outer space, it has a certain appeal to young students. By keeping the level of difficulty relatively low and putting the physics in context, we hope we achieve this goal. To further achieve this goal, we also included instructions for a lesson in which the students make an electroscope themselves and a lesson where students do a computer-based practicum to visualize sizes with different powers of ten.

More information of this course material, such as the solutions to the questions, can be found on the HiSPARC website: <http://www.hisparc.nl/docent-student/lesmateriaal/onderbouw/>.

# KOSMISCHE STRALING



## LESMODULE HiSPARC VOOR TWEEDE KLAS HAVO/VWO

Jeffrey Wouda  
Bas de Gier



## 1.1 INLEIDING

In dit hoofdstuk ‘Kosmische straling’ ga je stap voor stap de geschiedenis doorlopen die heeft geleid tot de ontdekking van deze straling. Het woord *kosmisch* betekent letterlijk ‘het heelal betreffend’. Het gaat dus om straling die uit het heelal afkomstig is.

In de wetenschap begint een nieuwe ontdekking (bijna) altijd met een wetenschapper die iets waarneemt wat hij niet kan verklaren. Hierna worden er dan allerlei experimenten gedaan om uiteindelijk tot een verklaring te komen: een theorie. De periode tussen de eerste waarneming en de uiteindelijke theorie is soms tientallen jaren. Bij de ontdekking van kosmische straling is dit niet anders, want het speelt zich grofweg af tussen 1785 en 1914.

In iedere paragraaf staat een aantal onderstreepte woorden. Dit zijn de belangrijkste begrippen en de betekenis ervan moet je kennen. Daarnaast staan aan het eind van elke paragraaf een aantal opdrachten waarmee je kunt oefenen.

Hieronder zie je een aantal van de wetenschappers die hebben meegewerkt bij de ontdekking van kosmische straling. In de komende paragrafen worden de ontdekkingen van elk van hen besproken.



Van linksboven, met de klok mee: Charles-Augustin de Coulomb, Pierre Curie, Domenico Pacini, Wilhelm Röntgen, Theodor Wulf, Ernest Rutherford, Antoine Henri Becquerel en Marie Curie.

## 1.2 DE ELEKTROSCOOP

***Bij bijna alle experimenten die hebben geleid tot de ontdekking van kosmische straling is gebruik gemaakt van één bepaald soort meetinstrument: de elektroscop. In deze paragraaf leer je hoe zo'n elektroscop werkt en wat je ermee kunt meten. Daarnaast leer je het begrip 'elektrische lading' kennen en maak je je eigen elektroscop.***

### 1.2.1 ELEKTRISCHE LADING

Voorwerpen kunnen elektrisch geladen zijn. Een voorwerp dat elektrisch geladen is kan andere elektrisch geladen voorwerpen aantrekken of juist afstoten. Of de voorwerpen elkaar aantrekken of afstoten hangt af van welke lading de voorwerpen hebben. Er bestaan namelijk twee soorten elektrische lading: positieve en negatieve. Als een voorwerp een positieve elektrische lading heeft bevat het meer positief geladen deeltjes dan negatief geladen deeltjes. Andersom geldt hetzelfde: een negatief geladen voorwerp bestaat uit meer negatief geladen deeltjes dan positief geladen deeltjes.

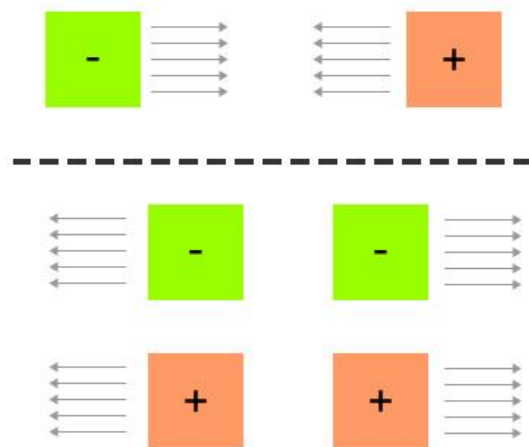
Wanneer een voorwerp evenveel positief als negatief geladen deeltjes bevat noem je dat voorwerp neutraal. Zo'n voorwerp bestaat wel uit elektrisch geladen deeltjes, maar het totale voorwerp is dan niet elektrisch geladen.

Zoals hierboven al werd genoemd kunnen elektrisch geladen voorwerpen elkaar aantrekken of afstoten, afhankelijk van hun lading. Er geldt dat voorwerpen met dezelfde elektrische lading elkaar afstoten en dat tegengesteld geladen voorwerpen elkaar aantrekken. In Figuur 1 staat dit kort samengevat.

- ♦ positief + negatief = aantrekken
- ♦ positief + positief = afstoten
- ♦ negatief + negatief = afstoten

Naast de voorbeelden in Figuur 1 wordt een neutraal voorwerp aangetrokken door een geladen voorwerp (positief én negatief).

- ♦ neutraal + positief = aantrekken
- ♦ neutraal + negatief = aantrekken



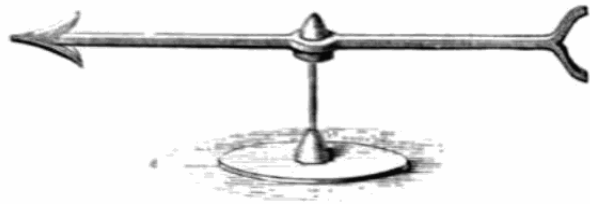
Figuur 1: Aantrekken (boven) of afstoten (onder)

Als een voorwerp elektrisch geladen is blijft dat zo totdat het voorwerp kan ontladen. Dit ontladen kan bijvoorbeeld door het voorwerp in contact te brengen met de aarde. Als dit gebeurt zullen de geladen deeltjes van het voorwerp stromen. De lading zal zich dan verdelen tussen de aarde en het voorwerp. Na het ontladen zijn zowel de aarde als het voorwerp neutraal geladen.

Een andere manier om een voorwerp te ontladen is door het aan te raken. De elektrische lading beweegt dan door je lichaam en je voelt een schok(je). Als er een grote elektrische lading op het voorwerp staat is die schok heel gevaarlijk en je kunt er zelfs aan doodgaan!

## 1.2.2 DRIE SOORTEN ELEKTROSCOPEN

Een elektroscoop is het oudste elektrische meetinstrument. Het is een apparaat dat wordt gebruikt om de aanwezigheid (en soms ook grootte) van elektrische lading te laten zien. De eerste elektroscoop werd rond 1600 gemaakt door de Britse natuurkundige William Gilbert. Hij noemde zijn elektroscoop 'Versorium'.



Figuur 2: De Versorium

In Figuur 2 zie je een afbeelding van deze eerste versie van een elektroscoop. De naald van de Versorium kan vrij ronddraaien op het pootje eronder en lijkt wel wat op een kompasnaald. Als je een elektrisch geladen voorwerp dichtbij houdt zal de wijzer naar het voorwerp wijzen. Dit komt doordat de 'neutraal geladen' naald wordt aangetrokken door de lading (positief of negatief) op het voorwerp.

Een elektroscoop is gemaakt van twee verschillende soorten materialen: geleidende en niet-geleidende. In geleidende materialen kan elektrische lading stromen, terwijl dat in niet-geleidende materialen niet mogelijk is. In de Versorium is de naald gemaakt van geleidend materiaal. De elektrische lading kan daardoor vrij door de naald bewegen en zo reageren op een lading die vlakbij wordt gehouden. De standaard waarop de naald draait is gemaakt van niet-geleidend materiaal zodat de lading niet kan "ontsnappen" naar de aarde.

Na deze eerste versie van een elektroscoop zijn er allerlei andere soorten elektroscopen gemaakt. Deze zijn in drie groepen te verdelen. Hieronder staat van elke groep een voorbeeld beschreven:

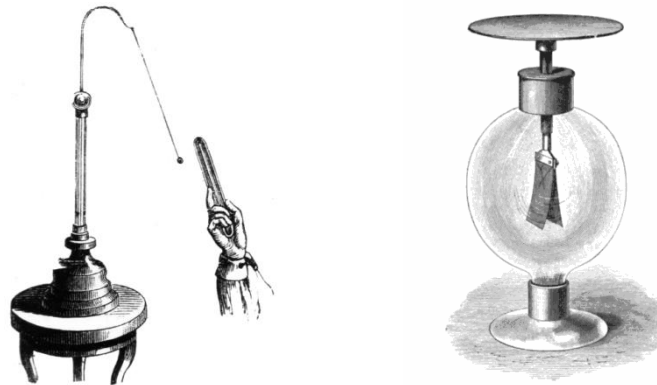
### ♦ **MERGBAL ELEKTROSCOOP**

De mergbal elektroscoop (Figuur 3) werd in 1754 uitgevonden door de Engelsman John Canton. De elektroscoop bestaat uit een standaard van niet-geleidend materiaal. Aan deze standaard hangt een zijden draad met aan het uiteinde een klein balletje. Als je een elektrisch geladen voorwerp dichtbij houdt zal het balletje aan de zijden draad naar het voorwerp toe bewegen. In de eerste versie van dit type elektroscoop was het balletje gemaakt van merg, een materiaal dat je kunt vinden in de stengels van vaatplanten. Tegenwoordig wordt in plaats hiervan vaak plastic gebruikt.

### ♦ **BLADGOUD ELEKTROSCOOP**

In 1787 werd de bladgoud elektroscoop (Figuur 3) uitgevonden door een Engelsman genaamd Abraham Bennet. Deze elektroscoop is een stuk gevoeliger dan de mergbal elektroscoop.

Een elektroscoop van dit type bestaat uit een verticale metalen staaf. Meestal is deze staaf van koper gemaakt. Aan de onderzijde van de koperstaaf hangen twee stukjes bladgoud. Omdat de stukjes bladgoud heel dun en licht zijn worden ze omsloten door een glazen stolp zodat ze niet gaan bewegen door luchtstromen. Aan de bovenzijde van de koperstaaf (buiten de stolp) wordt een schijf geplaatst. Wanneer je nu een elektrisch geladen voorwerp vlakbij deze schijf houdt zullen de stukjes bladgoud van elkaar af bewegen en een omgekeerde 'V' vormen (zie Figuur 3). In plaats van bladgoud kan er ook een ander metaal worden gebruikt.



Figuur 3: Mergbal elektroscop (links) en Bladgoud elektroscop (rechts)

#### ♦ SPIN ELEKTROSCOOP

De spin elektroscop is de eenvoudigste van de drie verschillende types elektroscopen. De Versorium, die hierboven werd genoemd, is het bekendste voorbeeld. Een spin elektroscop bestaat altijd uit een naald van geleidend materiaal die vrij kan draaien. De naald zal zich altijd naar een elektrische lading toe bewegen.

Het is mogelijk om elektrische lading van een voorwerp over te brengen op een deel van de elektroscop. Bij een mergbal elektroscop kan je bijvoorbeeld het balletje een negatieve elektrische lading geven. Als er vervolgens een elektrisch geladen voorwerp bij wordt gehouden kan je ontdekken of dat voorwerp negatief of positief geladen is. Een positief geladen voorwerp zal het balletje namelijk aantrekken, terwijl een negatief geladen voorwerp het balletje zal afstoten.

Een elektroscop kan dus niet alleen gebruikt worden om de aanwezigheid van elektrische lading aan te tonen. Je kunt ook bepalen of zo'n voorwerp positief of negatief geladen is.

#### Vragen en opdrachten:

1. Noem drie voorbeelden van elektroscopen en beschrijf hun werking.
2. Geef telkens aan of de deeltjes elkaar afstoten, aantrekken, of niets doen.
  - a. Positief + positief
  - b. Neutraal + negatief
  - c. Neutraal + neutraal
  - d. Positief + negatief
3. Stel dat je een geladen voorwerp bij de Versorium houdt en de naald wijst naar het voorwerp. Is het voorwerp dan positief of negatief geladen? Of kan je dat niet weten? Leg je antwoord uit.
4. In de tekst staat dat bij een bladgoud elektroscop de stukjes bladgoud elkaar afstoten wanneer je er een geladen voorwerp bij houdt. Wat weet je nu over de elektrische lading op de stukjes bladgoud?
5. Bij een bladgoud elektroscop hoeft je niet per se stukjes bladgoud te gebruiken. Andere materialen hebben eenzelfde effect. Moet dit dan een geleidend materiaal zijn of juist niet? Leg je antwoord uit.



### 1.2.3 CHARLES-AUGUSTIN DE COULOMB

Charles-Augustin de Coulomb was een Franse natuurkundige die leefde tussen 1736 en 1806. Hij deed veel onderzoek naar elektrische ladingen en heeft daarmee voor belangrijke ontdekkingen gezorgd. De Coulomb wist dat elektrisch geladen voorwerpen elkaar aantrekken en afstoten, maar hij ontdekte bovendien een manier om uit te rekenen hoe groot de kracht tussen twee elektrisch geladen voorwerpen is. Dit is later de 'wet van Coulomb' genoemd. Onder andere vanwege deze ontdekking is de eenheid van elektrische lading naar De Coulomb vernoemd. Net zoals je lengte meet in de eenheid 'meter' en massa in de eenheid 'kilogram' wordt elektrische lading gemeten in 'coulomb'.



Figuur 4: Charles-Augustin de Coulomb

In het jaar 1785 deed De Coulomb een experiment met de elektroscoop. Voor dit experiment bracht hij elektrische lading aan op de elektroscoop. Tijdens zijn onderzoek merkte De Coulomb dat de elektroscoop langzaam ontladde; de lading die hij erop had aangebracht verdween. Dit gebeurde zonder dat hij de elektroscoop in contact bracht met de aarde of een ander voorwerp. De Coulomb kon niet verklaren waar dit ontladen door werd veroorzaakt. Blijkbaar gebeurde er iets in de lucht, dat ervoor zorgde dat de elektrische lading van de elektroscoop verdween, maar De Coulomb had geen idee wat dit was. Achteraf bleek deze ontdekking van De Coulomb de eerste waarneming van kosmische straling te zijn.

---

#### **Vragen en opdrachten:**

6. Leg uit wat er met de lading op een neutraal geladen bladgoud elektroscoop gebeurt wanneer je er een positief geladen voorwerp bij de bovenkant houdt. (*Hint: Wat gebeurt er met de positief en negatief geladen deeltjes op de elektroscoop?*)
  7. Bedenk waarom een bladgoud elektroscoop veel gevoeliger zal zijn dan bijvoorbeeld de Versorium of een mergbal elektroscoop. (*Hint: gebruik je antwoord bij vraag 4*)
-

## 1.2.4 PRACTICUM: ELEKTROSCOOP MAKEN

Hieronder staat een practicum waarin je je eigen bladgoud elektroscop gaat maken.

### **Doel van het practicum:**

Een elektroscop maken en zijn werking testen.

### **Benodigdheden:**

- ♦ Een glazen potje met plastic deksel
- ♦ Koperdraad
- ♦ Aluminiumfolie
- ♦ Een stuk plexiglas
- ♦ Een ballon



### **Wat moet je doen:**

- Maak een gaatje in het midden van de deksel van het potje.
- Knip een stuk koperdraad van ongeveer 15 cm af.
- Steek het stuk koperdraad door het deksel heen.
- Buig aan beide uiteinden van het koperdraad een haakje.
- Maak aan de buitenkant van het deksel een prop aluminiumfolie om het koperdraad heen.
- Knip twee gelijke stukjes aluminiumfolie uit en hang ze samen aan het andere haakje dat je hebt gemaakt met het koperdraad.
- Draai de deksel op het potje.

### **Opdrachten:**

Blaas de ballon op en houdt hem vlakbij de prop aluminiumfolie.

1. Beschrijf wat je ziet gebeuren in het potje.

Wrijf nu de ballon een tijdje over je haar of over een wollen trui. Houd de ballon weer bij het koperdraad.

2. Beschrijf opnieuw wat je ziet gebeuren in het potje.
3. Doe hetzelfde met het plexiglas. Beschrijf ook nu wat er gebeurt met de stukjes aluminiumfolie.

Als het goed is stootten de stukjes aluminiumfolie in het potje elkaar af.

4. Wat weet je nu over hun elektrische lading?
5. Hoe komt het dat de stukjes aluminiumfolie elektrisch geladen zijn?



## 1.3 ELEKTROMAGNETISCHE STRALING

*Je weet nu wat een elektroscop is en hoe hij werkt. Een belangrijke vraag die nu nog overblijft, is de vraag die De Coulomb zichzelf stelde: waardoor kan een elektroscop spontaan ontladen? In deze paragraaf beginnen we met de zoektocht naar het antwoord op deze vraag en leer je over ‘elektromagnetische straling’.*

### 1.3.1 RÖNTGENSTRALING

Een belangrijke stap in de ontdekking waarom een elektroscop ontlaadt is de ontdekking van röntgenstraling. In 1895 begon Wilhelm Röntgen (Figuur 5), een Duitse natuurkundige, met een onderzoek naar hoe goed gassen elektriciteit kunnen geleiden bij een lage druk. Dit deed hij door een gloeidraad aan de ene kant van een glazen buis te plaatsen en een metalen plaatje aan de andere kant. Als de druk in deze glazen buis gelijk is aan de luchtdruk buiten gebeurt er niks, maar als de druk heel laag wordt gemaakt gebeurt er iets speciaals. In dat geval zorgen deeltjes in de gloeidraad ervoor dat het gas in de buis gaat oplichten.



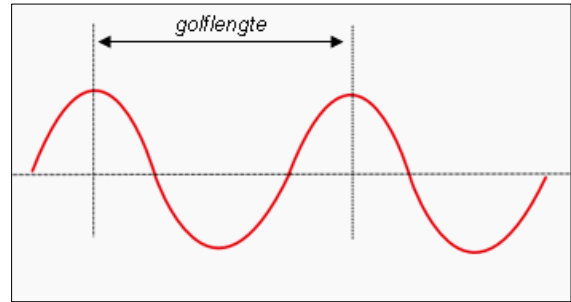
Figuur 5: Wilhelm Röntgen

Röntgen zag tot zijn verbazing dat wanneer hij de buis aanzette, er een fluorescerend scherm verderop in zijn lab oplichtte. Om er zeker van te zijn dat dit licht niet uit de buis kwam, maakte Röntgen zijn buis lichtdicht. Ondanks dat hij zijn buis omwikkelde met zwart karton, lichtte het scherm nog steeds op. Nadat Röntgen geen logische verklaring kon verzinnen voor dit verschijnsel concludeerde hij dat er een onbekende soort straling moest zijn en dat deze straling ervoor zorgde dat het scherm licht gaf. Hij noemde deze straling ‘X-straling’, omdat de ‘X’ bij wiskunde voor iets onbekends staat. Later is de naam van Röntgen aan deze straling gegeven en we noemen het daarom tegenwoordig “röntgenstraling”. Röntgen kende het probleem dat De Coulomb had en hij dacht dat deze röntgenstraling misschien wel de oplossing daarvan was. Hij bedacht dat als deze straling ervoor kan zorgen dat een fluorescerende plaat licht gaat geven, het er misschien ook wel voor kan zorgen dat een elektrisch geladen elektroscop zijn lading verliest.

### 1.3.2 ELEKTROMAGNETISCHE STRALING

Iedereen heeft tegenwoordig wel eens van röntgenstraling gehoord en misschien heb je zelf wel eens een röntgenfoto laten maken in het ziekenhuis! Bij zo’n röntgenfoto wordt er een kleine hoeveelheid röntgenstraling door je lichaam geschoten en vervolgens kun je op een fotografische plaat de botten in je lichaam zien. Maar wat is deze röntgenstraling precies en wat is er zo speciaal aan?

Röntgenstraling is een vorm van golfstraling. Hiermee bedoelen we dat röntgenstraling bestaat uit golven. Deze golven kunnen we beschrijven met hun golflengte en/of frequentie, zoals je dat waarschijnlijk al eerder bij geluid hebt gezien. De golflengte ( $\lambda$ ) van een golf is de lengte tussen twee golftoppen, ofwel de lengte van één golf. Je kunt dit goed zien in Figuur 6. De frequentie ( $f$ ) is het aantal keren dat die golflengte wordt afgelegd in één seconde. Als een golf honderd keer per seconde op en neer gaat zeg je dat zijn frequentie 100 Hertz is. Hertz is de eenheid van frequentie en kan worden afgekort met Hz.



Figuur 6: een golflengte

De golflengte en frequentie zijn afhankelijk van elkaar. Hieronder staat de formule waarmee je de frequentie kunt berekenen als je de golflengte weet, en andersom:

$$\text{frequentie} \times \text{golflengte} = \text{snelheid van het licht}$$

$$f \times \lambda = c$$

$$f \times \lambda = 300.000.000 \text{ m/s}$$

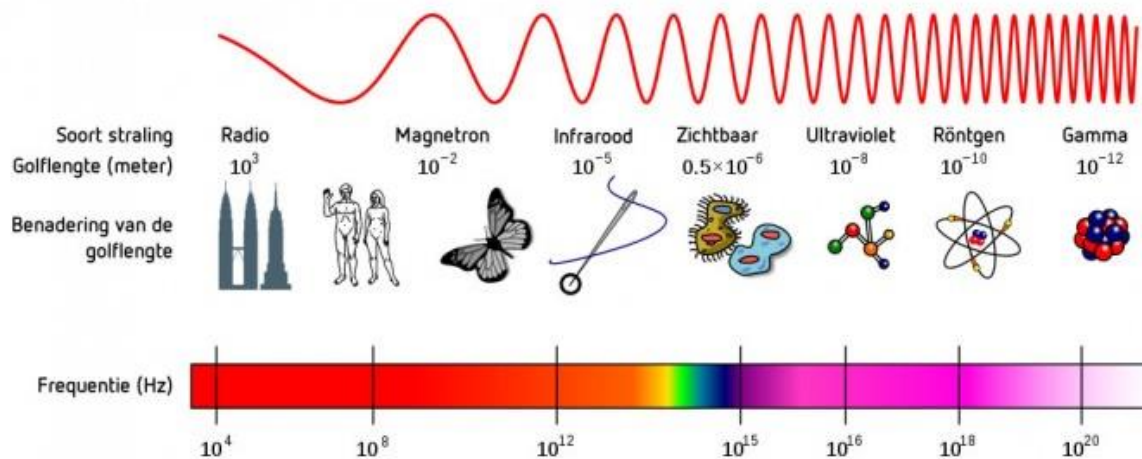
In deze formule staat de letter c voor de snelheid van het licht. Deze snelheid is altijd hetzelfde, namelijk 300 miljoen meter per seconde. Als je de golflengte en frequentie van een golf met elkaar vermenigvuldigt komt daar altijd deze lichtsnelheid uit.

#### **Vragen en opdrachten:**

8. Je kunt de bovenstaande formule omschrijven om de golflengte te berekenen. Dan krijg je  $\lambda = c/f$ . Schrijf nu de formule om zodat je de frequentie kunt uitrekenen.
9. Gebruik bij de volgende vragen telkens één van de bovenstaande formules.
  - a. Wat is de golflengte van de golf als zijn frequentie 200 Hz is?
  - b. Wat is de frequentie van de golf als zijn golflengte 0,3 m is?
10. Als de frequentie van een golf 30.000 Hz is, hoe lang duurt dan iedere trilling?
11. Een golf heeft een golflengte van 0,01 m.
  - a. Wat is de frequentie van de golf?
  - b. Hoe groot is de afstand die de golf aflegt in één seconde? (*Hint: Wat is de golflengte en hoe vaak wordt die in één seconde afgelegd?*).

Röntgenstraling bestaat uit zogeheten elektromagnetische golven en wordt daarom ook wel elektromagnetische straling genoemd. In Figuur 7 zie je dat er nog veel andere soorten elektromagnetische straling bestaan waarvan licht er één is. Samen worden alle soorten elektromagnetische straling het 'elektromagnetisch spectrum' genoemd.

Al deze elektromagnetische golven hebben met elkaar gemeen dat ze zich voortplanten met de snelheid van het licht. Eerder in deze paragraaf heb je al gezien dat deze lichtsnelheid 300 miljoen meter per seconde is. Dat betekent dat een deeltje dat met de lichtsnelheid beweegt elke seconde ongeveer 7,5 keer rond de aarde gaat!



**Figuur 7: het elektromagnetisch spectrum**

De frequentie en de golflengte van de straling (onderin Figuur 7) zijn het enige waarin de verschillende soorten elektromagnetische straling van elkaar verschillen.

Het spectrum begint links met de straling met de grootste golflengtes, radiogolven. Deze radiogolven hebben golflengtes van ongeveer duizend kilometer tot een millimeter. Als je verder naar rechts gaat, kijken we naar steeds kleinere golflengtes. Zo zie je microgolven (waar de magnetron mee werkt), infraroodgolven en uiteindelijk het zichtbare licht. Zichtbaar licht heeft een heel kleine golflengte, namelijk van 380 tot 780 nanometer. De golflengte van het licht bepaalt de kleur die je ziet. Een nanometer is een miljardste meter, enorm klein dus! De golflengte van licht is ongeveer zo groot als bacteriën. Röntgenstraling zit bijna helemaal rechts in het spectrum en heeft een nog veel kleinere golflengte, slechts een paar nanometer.

De grootte van de golflengte zegt ook iets over hoe gevaarlijk de straling kan zijn. Doordat röntgenstraling zo'n kleine golflengte heeft, hebben de golven enorm veel energie. Hierdoor kan röntgenstraling dwars door objecten heengaan, zoals door je lichaam tijdens een röntgenfoto. Dit is niet ongevaarlijk en daarom beschermen de doktoren in het ziekenhuis zich met een loodschoot. Lood kan elektromagnetische straling namelijk heel goed tegenhouden.

Je ziet in het spectrum ook ultraviolette golven, ook wel UV-straling genoemd. Deze UV-straling heeft ook een kleine golflengte en is dus schadelijk voor je! UV-straling is dan ook de reden dat je huid verbrandt als je te lang in de zon hebt gezeten. Gelukkig kun je je hiervoor goed beschermen door je in te smeren met zonnebrand.

Radiogolven hebben zoals gezegd een lange golflengte. Dit betekent dat deze golven een veel lagere energie bezitten dan bijvoorbeeld röntgenstraling of UV-straling. Doordat ze zo'n lage energie hebben kunnen radiogolven worden gebruikt in alledaagse toepassingen zoals het uitzenden van signalen van mobiele telefoons en radio/tv.

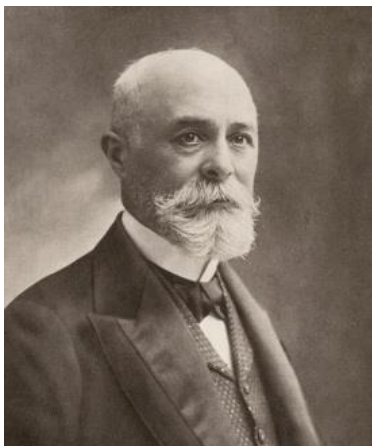
### **Vragen en opdrachten:**

12. Waarom dragen doktoren een loodschoot als er een röntgenfoto wordt gemaakt en de patiënt niet?

13. Waarom zou het gevaarlijk zijn als de signalen van mobiele telefoons met röntgenstraling zouden worden verzonden?
  14. Radio 538 zond voor het eerst uit op 11 december 1992. De radiofrequentie die zij gebruikten was 538 kHz (538.000 Hz).
    - a. Hoe groot is de golflengte van deze radiogolven? (rond af op een geheel getal)
    - b. Waar zal Radio 538 zijn naam vandaan hebben gehaald?
  15. Heeft infraroodstraling een langere golflengte dan zichtbaar licht of juist een kortere?
  16. De lichtsnelheid is 300 miljoen meter per seconde.
    - a. Wat is de lichtsnelheid in kilometer per uur?
- De afstand tussen de aarde en de zon is 150 miljoen kilometer.
- b. Hoeveel seconde doet het licht van de zon erover om op aarde te komen?

## 1.4 RADIOACTIVITEIT

*In de vorige paragraaf heb je geleerd dat röntgenstraling misschien verantwoordelijk is voor het spontaan ontladen van de elektroscop. Die röntgenstraling kwam uit een buis met een gloeidraad erin. Er zijn echter ook natuurlijke stralingsbronnen die invloed kunnen hebben op het ontladen van de elektroscop, zogeheten radioactieve materialen. In deze paragraaf leer je over deze radioactieve materialen.*



**Figuur 8: Antoine Henri Becquerel**

In 1896 deed de Franse natuurkundige Antoine Henri Becquerel een experiment waarbij hij gebruik maakte van de röntgenstraling die in de vorige paragraaf ter sprake is gekomen. Becquerel nam aan dat sommige materialen energie uit zonlicht kunnen absorberen en dit vervolgens weer kunnen uitzenden in de vorm van röntgenstraling. Hij wilde dit testen door een blok uraniumzout in het zonlicht te leggen en dit daarna bovenop een fotografische plaat te plaatsen. Becquerel verwachtte dat het uraniumzout als gevolg van het zonlicht röntgenstraling zou uitzenden die de fotografische plaat zwart zou kleuren. Deze verkleuring zag Becquerel inderdaad, maar hij ontdekte ook iets dat hij niet kon verklaren. Wanneer het uraniumzout niet aan zonlicht

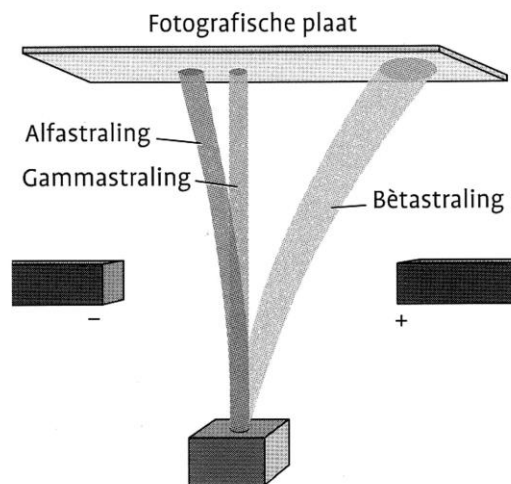
wordt blootgesteld, kleurt de fotografische plaat toch zwart. Blijkbaar wordt de straling dus niet veroorzaakt door het zonlicht, maar komt het uit het blok zelf. Latere experimenten bewezen dit.

Becquerel wilde deze straling beter onderzoeken en daarvoor plaatste hij een blok uraniumzout en een fotografische plaat in een magnetisch veld. Omdat bewegende elektrisch geladen deeltjes door een magneet worden afgebogen, kan je op deze manier zien welke elektrische lading de deeltjes in de onbekende straling bezitten.

In Figuur 9 zie je een voorstelling van wat Becquerel met deze opstelling zag. Hij zag op drie verschillende plaatsen op de fotografische plaats een zwarte verkleuring ontstaan. Een deel

van de straling wordt niet afgebogen door de magneet en beweegt rechtdoor. Deze straling wordt gammastraling genoemd. De andere twee soorten straling worden in tegengestelde richting afgebogen, wat erop wijst dat zij een tegengestelde elektrische lading hebben. Deze soorten straling worden alfastraling en bètastraling genoemd.

Het laatste wat je in Figuur 9 kunt zien is dat alfastraling veel minder wordt afgebogen dan bètastraling. Dit komt doordat de deeltjes in de twee soorten straling niet dezelfde massa hebben (zie opdracht 20).



Figuur 9: drie soorten straling

De Nieuw-Zeelandse natuur- en scheikundige Ernest Rutherford ging verder met het onderzoek van Becquerel en onderzocht het doordringend vermogen van de drie soorten straling. Hij hield verschillende materialen voor het blok uraniumzout en bekeek dan telkens aan de achterkant ervan hoe veel en welke straling hij nog kon meten. Hij ontdekte met dit onderzoek dat de positief geladen deeltjes (alfastraling) al door een paar centimeter lucht worden gestopt. De negatief geladen deeltjes (bètastraling) kunnen worden gestopt met een dun aluminium plaatje, maar de neutraal geladen deeltjes (gammastraling) worden zelfs niet door een dikke laag lood gestopt. Het doordringend vermogen van de gammastraling is dus heel groot terwijl die voor alfa- en bètastraling veel kleiner is.



Figuur 10: Ernest Rutherford

Om te kunnen begrijpen wat deze straling precies is moet je eerst iets weten over welke kleine deeltjes er bestaan.

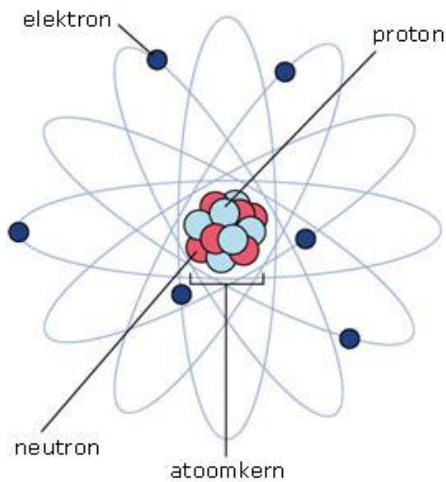
### 1.4.1 HET ATOOM

De stoel waar je op zit, de lucht, dit blad, zelfs jijzelf en eigenlijk alle andere dingen om je heen zijn opgebouwd uit ontzettend kleine deeltjes. Deze deeltjes worden atomen genoemd en ze zijn veel te klein om met het blote oog nog te kunnen zien. Elk atoom is ongeveer een miljoen keer kleiner dan de dikte van een haar op je hoofd!

Toch weten we best veel over atomen en hoe ze in elkaar zitten. In deze paragraaf gaan we bekijken waaruit een atoom bestaat en hoe die er ongeveer uit ziet.

Het bestaan van atomen is al honderden jaren bekend, maar hoe een atoom is opgebouwd werd pas in 1911 ontdekt door Ernest Rutherford, die al eerder in deze paragraaf werd genoemd. Hij gebruikte een radioactieve bron die alfastraling uitstraalt. Deze straling richtte hij op een stukje goudfolie. Rutherford zag dat ongeveer 99,99% van de alfastraling door de goudfolie heen schoot alsof de folie er niet was. Slechts een heel klein deel van de straling





**Figuur 11: een atoom**

(ongeveer 0,01%) 'botste' op de atomen in de folie. Op basis hiervan trok Rutherford de conclusie dat het atoom grotendeels leeg is.

In Figuur 11 zie je een afbeelding van hoe je een atoom kunt voorstellen. Er is een klein deel van het atoom waarin zich vrijwel alle massa van het atoom bevindt. Dit deel heet de atoomkern en is ongeveer tienduizend keer kleiner dan het gehele atoom. Deze atoomkern bestaat uit kleine deeltjes die protonen en neutronen worden genoemd. De rest van het atoom is dus bijna helemaal leeg en heet de elektronenwolk. In deze wolk draaien nóg kleinere deeltjes, elektronen, met een gigantische snelheid rond de atoomkern.

Sommige deeltjes in een atoom zijn elektrisch geladen. Protonen hebben een positieve lading, neutronen

hebben geen lading en elektronen zijn negatief geladen. Deze elektronen zijn ook de deeltjes die een elektrische stroom veroorzaken in een geleidend materiaal. In een geleidend materiaal zijn het dus altijd de negatief geladen deeltjes die bewegen, niet de positieve.

Normaal gesproken zijn er precies evenveel protonen als elektronen aanwezig in een atoom zodat het gehele atoom elektrisch neutraal is. Op dit moment zijn er 118 verschillende atomen bekend. Het soort atoom wordt bepaald door het aantal protonen dat er in de atoomkern aanwezig is.

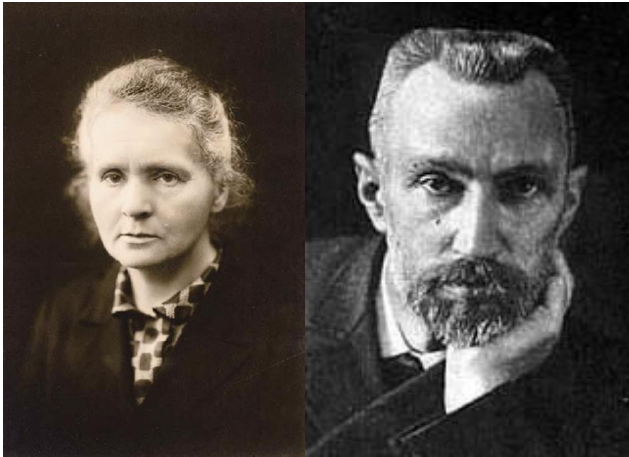
Het plaatje van het atoom (Figuur 11) is niet nauwkeurig. In werkelijkheid is de atoomkern namelijk vele malen kleiner dan het hele atoom. Om een voorstelling te maken: als de atoomkern inderdaad zo groot zou zijn als hier getekend is (ongeveer 1 cm), zou het totale atoom een diameter hebben van ongeveer 100 meter. De bewering van Rutherford is dus juist: een atoom is vrijwel leeg!

Nu weet je genoeg van de opbouw van atomen om te begrijpen waaruit de straling bestaat die Becquerel ontdekte. Alfastraling bestaat namelijk uit atoomkernen die bestaan uit twee protonen en twee neutronen. Deeltjes in alfastraling zijn dus eigenlijk atomen waaruit de elektronen zijn verdwenen. Betastraling bestaat uit elektronen. Gammastraling is eigenlijk elektromagnetische straling met een frequentie die nog hoger is dan die van röntgenstraling.

## 1.4.2 RADIOACTIVITEIT

Uit verder onderzoek naar de resultaten van Becquerel bleek dat uranium-atomen in het uraniumzout de bron zijn van de verschillende soorten straling. Een uranium-atoom heeft 92 protonen in zijn atoomkern.

De Poolse natuurkundige Marie Curie en haar Franse echtgenoot Pierre Curie probeerden ook andere atoomsoorten te ontdekken die dezelfde straling uitzenden als uranium. Zij vonden nog twee atomen die inderdaad zulke straling uitzenden: polonium (84 protonen) en radium (88 protonen).



**Figuur 12: Marie en Pierre Curie**

Een andere ontdekking van Marie en Pierre Curie is dat een elektrisch geladen voorwerp, bijvoorbeeld een elektroscoop, kan worden ontladen door de straling die wordt uitgezonden door het uranium, radium en polonium. Dit was dus een volgende mogelijke verklaring voor het spontaan ontladen van een elektrisch geladen elektroscoop dat werd ontdekt door Charles-Augustin de Coulomb (paragraaf 1.2.2).

Marie en Pierre Curie noemden de stoffen die zulke straling uitzenden 'radioactieve stoffen'. Voor hun

onderzoek kregen zij samen met Becquerel de Nobelprijs voor natuurkunde in 1903. Daarnaast werd de eenheid van radioactiviteit vernoemd naar Becquerel. De radioactiviteit van een stof geeft aan hoe veel straling die stof per seconde uitzendt. Net zoals een afstand in de eenheid 'meters' wordt uitgedrukt wordt de radioactiviteit dus uitgedrukt in 'becquerel'.

---

### **Vragen en opdrachten:**

17. Welke drie soorten straling onderscheidde Becquerel?
  18. Bepaal met behulp van Figuur 9 of alfastraling bestaat uit positief of negatief geladen deeltjes. Doe hetzelfde voor bètastraling. Leg je antwoord uit.
  19. Zet de volgende deeltjes in volgorde van klein naar groot: proton, atoom, elektron, atoomkern.
  20. Waar bevindt zich bijna alle massa in een atoom?
  21. Je ziet in Figuur 9 dat alfa- en bètastraling niet evenveel worden afgebogen door het magneetveld. Dit komt doordat de massa van de deeltjes niet gelijk is. Welke straling zal uit zwaardere deeltjes bestaan? Leg je antwoord uit.
  22. Welke straling is het schadelijkst voor de mens? (*Hint: denk aan het doordringend vermogen*).
- 

Zoals hierboven al werd genoemd zijn atomen onvoorstelbaar klein. Je hebt ook geleerd dat protonen, neutronen en elektronen nóg veel kleiner zijn. Omdat dit allemaal nog maar moeilijk voor te stellen is gaan we in de volgende paragraaf kijken hoe klein deze deeltjes zijn door ze te vergelijken met voorwerpen die we ons wel kunnen voorstellen. We gaan dan ook kijken naar veel grotere voorwerpen en proberen te begrijpen hoe groot die dan zijn.

## 1.5 HEEL KLEIN EN HEEL GROOT

*In de vorige paragraaf hebben we het gehad over het atoom. Daarbij bleek dat het heel moeilijk is om je nog te kunnen voorstellen hoe klein die deeltjes dan zijn. Om dit duidelijker te maken gaan we in deze paragraaf de groottes van deze kleine deeltjes vergelijken met die van dingen die we ons wel goed kunnen voorstellen. Daarnaast gaan we kijken naar objecten die juist onvoorstelbaar groot zijn. Ook die gaan we vergelijken met dingen die een 'normale' grootte hebben.*

### 1.5.1 MACHTEN VAN TIEN

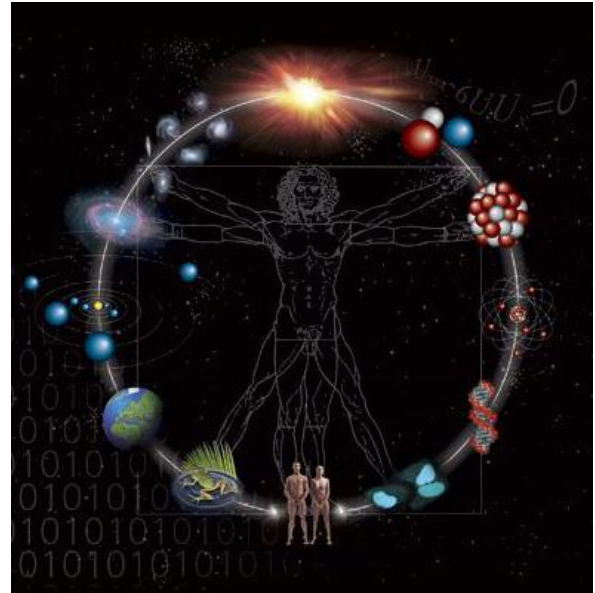
Als je gaat kijken naar steeds kleinere deeltjes worden de afmetingen al snel heel erg klein. Dan is het lastig om de grootte van zo'n klein deeltje nog duidelijk op te schrijven. Want als het ene deeltje een grootte heeft van 0,000000001 meter en een ander heeft een afmeting van 0,0000000001 meter, welke is dan groter? Hetzelfde geldt voor heel grote getallen. Is 1000000000 een groter getal dan 10000000000? Of juist kleiner? Er zit in beide gevallen niets anders op dan het aantal nullen te gaan tellen. Dit is niet erg handig en kost veel tijd om te doen. Daarom is een makkelijker manier afgesproken om zulke kleine en grote getallen op te schrijven: met behulp van de machten van tien.

Bij deze manier van opschrijven schrijf je het getal uit als macht van tien. Hieronder staan een aantal voorbeelden met nog redelijk kleine getallen:

10	= 10	= $10^1$	= tien
100	= $10 \times 10$	= $10^2$	= honderd
1000	= $10 \times 10 \times 10$	= $10^3$	= duizend
10000	= $10 \times 10 \times 10 \times 10$	= $10^4$	= tienduizend
100000	= $10 \times 10 \times 10 \times 10 \times 10$	= $10^5$	= honderdduizend
1000000	= $10 \times 10 \times 10 \times 10 \times 10 \times 10$	= $10^6$	= één miljoen

Het kleine getalletje dat telkens boven de tien wordt geschreven heet de 'macht'. Je ziet dat het aangeeft hoe vaak je tien met tien moet vermenigvuldigen om een bepaald groter getal te krijgen. Je kunt zien dat de macht gelijk is aan het aantal nullen dat in het uitgeschreven getal staat.

Door grote getallen op deze manier te schrijven kan je dus in één oogopslag zien welke groter is. De twee grote getallen die aan het begin van 1.5.1 werden genoemd kan je met behulp van de machten van tien ook schrijven als  $10^9$  en  $10^{10}$ . Als je ze zo opschrijft zie je direct dat het tweede getal tien keer groter is dan het eerste, want zijn macht is één hoger.



Figuur 13: Van klein naar groot



Voor kleine getallen gaat het uitschrijven in machten van tien anders. Hieronder staan weer een paar voorbeelden:

10	= 10				= $10^1$
1	= $\frac{10}{10}$	= $\frac{10^1}{10^1}$			= $10^0$
0,1	= $\frac{10}{10 \times 10}$	= $\frac{10^1}{10^2}$	= $\frac{1}{10}$	= $\frac{1}{10^1}$	= $10^{-1}$
0,01	= $\frac{10}{10 \times 10 \times 10}$	= $\frac{10^1}{10^3}$	= $\frac{1}{100}$	= $\frac{1}{10^2}$	= $10^{-2}$
0,001	= $\frac{10}{10 \times 10 \times 10 \times 10}$	= $\frac{10^1}{10^4}$	= $\frac{1}{1000}$	= $\frac{1}{10^3}$	= $10^{-3}$

Je ziet nu dat de machten een minteken ervoor krijgen. De waarde van de macht kan je gemakkelijk bepalen door het aantal nullen dat je schrijft als je het getal uitschrijft te tellen. Als voorbeeld kan je kijken naar de onderste regel. Dat getal (0,001) schrijf je met drie nullen. De bijbehorende macht is daarom -3. Nu kan je het voorbeeld uit het begin van de paragraaf gemakkelijk oplossen met behulp van de machten van tien. Die getallen kan je namelijk schrijven als  $10^{-9}$  en  $10^{-10}$ . Je ziet direct dat het tweede getal meer nullen bevat en dus kleiner is.

Als je wilt weten hoe veel keer groter het ene getal is dan het andere, moet je de macht van het grootste getal van de macht van het kleinste getal aftrekken.

*Voorbeeld: je hebt twee getallen,  $10^{12}$  en  $10^{-7}$ . Als je dan de bovenstaande regel toepast krijg je  $12 - (-7) = 19$ . Het eerste getal is dus  $10^{19}$  keer groter dan het tweede getal.*

Natuurlijk zijn niet alle getallen precies een meervoud van tien, bijvoorbeeld de getallen 2000 en 0,03. Deze getallen kan je echter ook schrijven als  $2 \times 1000$  en  $3 \times 0,01$ . Die getallen kunnen we nu wel weer als machten van tien schrijven. 2000 wordt dan  $2 \times 10^3$  en 0,03 is gelijk aan  $3 \times 10^{-2}$ .

### **Vragen en opdrachten:**

23. Waarom is het zo handig om getallen als macht van tien op te schrijven?

24. Schrijf de volgende getallen als macht van tien.

- |            |            |
|------------|------------|
| a. 0,00001 | d. 1000000 |
| b. 0,01    | e. 10      |
| c. 1000    | f. 1       |

25. Schrijf de machten van tien uit als getallen.

- |           |              |
|-----------|--------------|
| a. $10^2$ | c. $10^{-3}$ |
| b. $10^7$ | d. $10^{-6}$ |

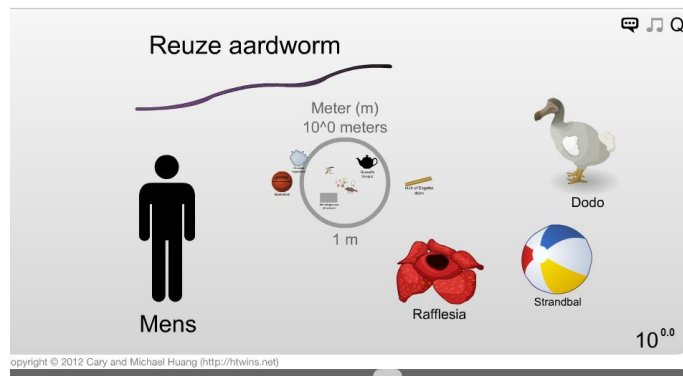
26. Schrijf de volgende getallen als macht van tien.

- |          |           |
|----------|-----------|
| a. 6000  | d. 0,1    |
| b. 0,003 | e. 1207   |
| c. 48000 | f. 0,0034 |

## 1.5.2 INTERNETOPDRACHT

Voor deze opdracht heb je een pc of laptop nodig.

- ♦ Open een webbrowser (bijvoorbeeld Google Chrome, Internet Explorer of Firefox) en typ in de adresbalk: <http://htwins.net/scale2/>
- ♦ Klik op 'Other Languages' en daarna op 'Nederlands'.
- ♦ Als de website is geladen, klik dan op 'Beginnen'. Je ziet nu op je scherm als het goed is hetzelfde als in Figuur 14.



**Figuur 14: screenshot van de website**

Op deze website kan je in- en uitzoomen op de wereld om ons heen. Als je de schuifbalk onderaan het scherm naar links beweegt komen er voorwerpen met een steeds kleinere afmeting in beeld. Als je de schuif naar rechts beweegt wordt de afmeting van de afgebeelde voorwerpen juist steeds groter. Rechtsonder in het scherm staat de grootte van de voorwerpen die op dat moment in het midden van het scherm staan, geschreven als macht van tien. Dat getal is uitgedrukt in meters.

Wanneer je op een plaatje klikt, komt er een scherm met informatie over dat voorwerp. Hierin staat ook de afmeting van het voorwerp, geschreven als macht van tien en vaak ook als 'normaal' getal.

- ♦ Maak de onderstaande opdrachten. De antwoorden zijn op de website te vinden.
- ♦ Schrijf het antwoord telkens als een macht van tien.

### Vragen en opdrachten:

27. Wat is de afmeting van de voorwerpen die in beeld staan wanneer je het programma opstart? (gebruik het getal dat rechtsonder in het scherm staat)
28. Zoom zo ver mogelijk uit. Wat is het grootste voorwerp in het programma en wat is de bijbehorende afmeting?
29. Wat is het kleinste voorwerp? En wat is de bijbehorende afmeting?
30. Hoe veel keer groter is het grootste voorwerp in het programma dan het kleinste voorwerp? Schrijf dit getal ook uit op de "normale" manier (zonder machten van tien).
31.
  - a. Hoe groot is een mier?
  - b. Hoe groot is een rode bloedcel?
  - c. Hoe veel keer groter is een mier dan een rode bloedcel?
32. Is de zon meer dan twintig keer zo groot als de aarde?

- 33.
- Welke afstand is groter? De afstand tussen de aarde en de maan of de afstand tussen de aarde en de zon?
  - Hoeveel keer groter is de afstand?
34. Het eenvoudigste atoom is het waterstofatoom. Het bestaat uit één proton in de atoomkern en één elektron in de elektronenwolk.
- Wat is de afmeting van een waterstofatoom?
  - Hoeveel keer kleiner is een waterstofatoom dan een mens?
- Stel je nu voor dat een waterstofatoom een afmeting heeft van 1 meter.
- Hoe groot is in deze situatie een mens?
  - Welk voorwerp is ongeveer net zo groot?
35. De atoomkern van het waterstofatoom bestaat uit één proton.
- Wat is de afmeting van een proton?
  - Hoeveel keer groter is het waterstofatoom dan een proton?
- Stel je nu voor dat een proton net zo groot is als een zoutkorreltje.
- Hoe groot is het waterstofatoom in deze situatie?
  - Welk voorwerp is ongeveer net zo groot?
36. Stel je de zon voor ter grootte van een strandbal.
- Hoe groot is de aarde dan?
  - Welk voorwerp kan je gebruiken om de aarde voor te stellen?
  - Wat is de afstand tussen de zon en de aarde op deze schaal?
-

## 1.6 KOSMISCHE STRALING

*In de paragrafen hiervoor hebben we proberen te ontdekken hoe de elektroscop spontaan kan ontladen, iets wat Charles-Augustin de Coulomb (paragraaf 1.2) voor het eerst zag. Twee mogelijke oorzaken werden gegeven door Wilhelm Röntgen (röntgenstraling, paragraaf 1.3) en Antoine Henri Becquerel (radioactiviteit, paragraaf 1.4).*

*In deze paragraaf doorlopen we de rest van de geschiedenis tot en met de ontdekking van kosmische straling. Hierbij kijken we goed naar waarom de onderzoekers hun beslissingen maakten die zij maakten.*

In de jaren na de ontdekking van röntgenstraling en radioactiviteit (na 1896) werd er door verschillende onderzoekers onderzocht of één van deze soorten straling verantwoordelijk is voor het spontaan ontladen van de elektroscop. Hieruit bleek dat de ontlading ook plaatsvindt als er geen röntgenstraling of radioactieve bron aanwezig is. De conclusie werd getrokken dat de lucht zélf een klein beetje straling bevat. Waar die straling dan vandaan komt was nog onbekend.

In 1909 werden er drie mogelijke bronnen van de onbekende straling genoemd:

- i. De straling komt uit de ruimte, mogelijk van de zon.
- ii. De straling komt uit de aardkorst.
- iii. De straling komt uit radioactiviteit in de atmosfeer.

In die tijd werd de tweede mogelijkheid gezien als de meest waarschijnlijke.



**Figuur 15: Theodor Wulf**

Om de hierboven genoemde aanname (dat de onbekende straling afkomstig is uit de aardkorst) te testen deed de Duitse wetenschapper Theodor Wulf onderzoek naar de hoeveelheid straling onderaan en bovenaan de Eiffeltoren (324 meter). Als de straling afkomstig zou zijn uit de aardkorst zou je verwachten dat je bovenop de Eiffeltoren minder straling meet dan op de begane grond. Een deel van de straling wordt namelijk tegen gehouden door de lucht.

Wulf mat inderdaad dat er bovenop de Eiffeltoren 50% minder straling wordt gemeten dan op de begane grond. Er werd echter voorspeld dat er op

die hoogte nog maar een paar procent kon worden gemeten. Toch leek de aanname dat de onbekende straling uit de aardkorst afkomstig is nog steeds de beste.

---

### **Vragen en opdrachten:**

37. Waarom werd verwacht dat de intensiteit van de straling bovenop de Eiffeltoren lager is dan op de grond?
-

Tussen 1907 en 1912 deed de Italiaan Domenico Pacini zijn eigen onderzoek naar de bron van de onbekende straling. Hij deed daarvoor metingen op het land en op zee. Pacini bedacht dat als de straling afkomstig is uit de aardkorst, de gemeten hoeveelheid straling op zee een stuk lager zou moeten zijn dan de hoeveelheid straling op het land. Dit komt doordat het zeewater, net als de lucht in het experiment van Wulf, een deel van de straling zal absorberen voordat het kan worden gemeten. Uit de metingen van Pacini bleek dat de intensiteit van de straling op zee echter hetzelfde is als op het land.

Om een nog duidelijker conclusie te kunnen trekken deed Pacini hierna nog onderzoek naar de intensiteit van de straling op drie meter onder het zeeniveau. Hier mat hij een afname van 20% in de intensiteit. Zijn conclusie luidde daarom dat de onbekende straling niet uit de aardkorst maar juist van boven afkomstig is.



Figuur 16: Domenico Pacini

Tussen 1911 en 1914 werd de conclusie van Pacini verder onderzocht door onder andere de Oostenrijker Victor Hess en de Duitser Werner Kolhörster. Zij onderzochten de intensiteit van de straling op hoogtes tot 9200 meter door hun meetapparatuur mee te nemen in luchtballonnen. De resultaten die zij vonden waren in overeenstemming met de conclusies van Pacini.

Op de eerste paar honderd meter boven de grond wordt de intensiteit van de straling iets lager (net als Wulf mat op de Eiffeltoren). Op grotere hoogten neemt de intensiteit van de straling weer toe en op ongeveer 5200 meter hoogte is de intensiteit gelijk aan die op de grond. Hierboven neemt de intensiteit snel toe en op een hoogte van 9200 meter is de intensiteit ongeveer tien keer groter dan op het aardoppervlak.

De conclusie van Hess en Kolhörster luidde dat de straling van buiten de aarde afkomstig moet zijn.

Vanaf dit moment werd de naam 'kosmische straling' gebruikt om de onbekende straling aan te geven, wat letterlijk 'straling uit het heelal' betekent.

Uit latere experimenten bleek nog dat de meeste deeltjes in kosmische straling protonen en atoomkernen van atomen zijn. De kosmische straling bestaat dus vooral uit positief geladen deeltjes.

---

### **Vragen en opdrachten:**

38. Waarom werd verwacht dat de intensiteit van de straling op zee lager zou zijn dan op het land?
  39. De kosmische straling bestaat vooral uit protonen en atoomkernen. Hebben de deeltjes in kosmische straling dus een positieve of een negatieve elektrische lading?
  40. Teken een grafiek van de intensiteit van de straling. Zet op de horizontale as de hoogte boven het aardoppervlak en op de verticale as de intensiteit.
  41. Maak een lijst van alle wetenschappers die in dit hoofdstuk zijn genoemd en zet erbij wat ze hebben bijgedragen aan de ontdekking van kosmische straling.
-

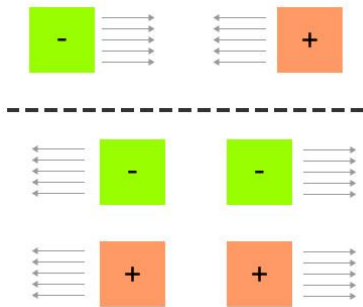
## 1.7 AFSLUITING

*In de voorgaande paragrafen heb je geleerd wat kosmische straling is en hoe het is ontdekt. In deze laatste paragraaf wordt het hele hoofdstuk nog eens kort samengevat. De belangrijkste begrippen staan op een rij met daarbij hun betekenis.*

### 1.7.1 BEGRIPPENLIJST

- ♦ **ALFASTRALING** - Straling met een positieve elektrische lading en een laag doordringend vermogen.
- ♦ **ATOOM** - Een heel klein deeltje waaruit alles is opgebouwd.
- ♦ **ATOOMKERN** - Centrum van het atoom waarin zich bijna alles bevindt.
- ♦ **BÈTASTRALING** - Straling met een negatieve elektrische lading en een groot doordringend vermogen.
- ♦ **DOORDRINGEND VERMOGEN** - Een maat voor hoe ver straling in een stof kan doordringen.
- ♦ **ELEKTRISCH GELADEN** - Een voorwerp dat niet evenveel negatief als positief geladen deeltjes heeft.
- ♦ **ELEKTROMAGNETISCH SPECTRUM** - Alle soorten elektromagnetische straling, bijvoorbeeld licht, röntgenstraling en radiogolven.
- ♦ **ELEKTRON** - Een klein, negatief geladen deeltje dat om de atoomkern heen cirkelt.
- ♦ **ELEKTROSCOOP** - Een meetinstrument dat de aanwezigheid (en soms grootte) van elektrische lading kan meten.
- ♦ **FREQUENTIE** - Het aantal trillingen per seconde.
- ♦ **GAMMASTRALING** - Straling met een hoog doordringend vermogen.
- ♦ **GELEIDEND MATERIAAL** – Materiaal waarin de elektrische lading vrij kan bewegen.
- ♦ **GOLFLENGTE** - De lengte tussen twee golftoppen.
- ♦ **NEUTRAAL** - Een voorwerp met evenveel positief als negatief geladen deeltjes.
- ♦ **NEUTRON** - Een klein, neutraal deeltje dat zich in de atoomkern bevindt.
- ♦ **NIET-GELEIDEND MATERIAAL** – Materiaal waarin de elektrische lading niet vrij kan bewegen.
- ♦ **ONTLADEN** - Elektrische lading van een elektrisch geladen voorwerp af halen.
- ♦ **PROTON** - Een klein, positief geladen deeltje dat zich in de atoomkern bevindt.
- ♦ **RADIOACTIVITEIT** - Een maat voor de hoeveelheid straling die een stof per seconde uitstraalt.
- ♦ **RADIOGOLVEN** - Een soort elektromagnetische straling met zeer lange golflengtes. Radiogolven worden onder andere gebruikt om tv- en radiosignalen door te geven.
- ♦ **RÖNTGENSTRALING** - Een soort elektromagnetische straling met een zeer kleine golflengte. Röntgenstraling wordt onder andere gebruikt om botbreuken op te sporen.
- ♦ **UV-STRALING** - Een soort elektromagnetische straling met een korte golflengte. UV-straling zit in zonnestralen en zorgt er voor dat je bruin wordt in de zon.

## 1.7.2 SAMENVATTING



**Figuur 17: Aantrekken (boven) of afstoten (onder)**

Wanneer een voorwerp niet evenveel positief geladen deeltjes als negatief geladen deeltjes heeft noem je dat voorwerp elektrisch geladen. Wanneer het aantal positieve en negatieve deeltjes wel gelijk is noem je een voorwerp neutraal.

Elektrisch geladen voorwerpen kunnen elkaar aantrekken en afstoten:

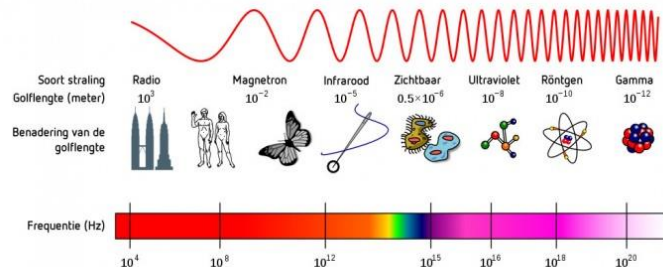
- ♦ positief + positief = afstoten
- ♦ negatief + negatief = afstoten
- ♦ positief + negatief = aantrekken
- ♦ geladen + neutraal = aantrekken

Elektrische lading kan worden gemeten met behulp van een elektroscop. Er bestaan drie verschillende soorten:

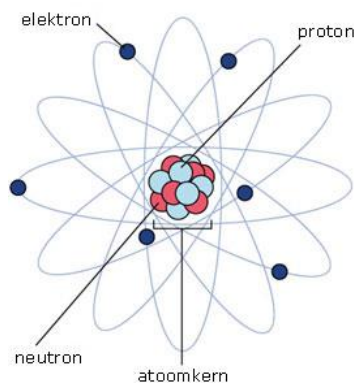
- ♦ Mergbal elektroscop
- ♦ Bladgoud elektroscop
- ♦ Spin elektroscop

Er bestaan verschillende soorten elektromagnetische straling zoals röntgenstraling, licht en radiogolven. Deze verschillende soorten straling verschillen alleen in frequentie en golflengte van elkaar.

De golflengte ( $\lambda$ ), frequentie ( $f$ ) en lichtsnelheid ( $c$ ) hangen van elkaar af volgens de formule  $f \times \lambda = c$ .



**Figuur 18: het elektromagnetisch spectrum**



**Figuur 19: een atoom**

Bij radioactiviteit zenden atomen zelf een bepaalde straling uit. Er bestaan drie soorten: alfa-, bèta- en gammastraling. Deze drie soorten verschillen van elkaar in massa, elektrische lading en doordringend vermogen.

Atomen zijn de bouwstenen van alles om ons heen. Het zijn ontzettend kleine deeltjes die zelf ook weer bestaan uit nog kleinere deeltjes. Elk atoom bestaat uit een atoomkern en een elektronenwolk. In de atoomkern bevindt zich bijna alle massa van het atoom en deze bestaat uit protonen en neutronen. De elektronenwolk bestaat uit elektronen die rond de atoomkern draaien. De atoomkern is veel kleiner dan het totale atoom, dus het atoom is grotendeels leeg.

Met behulp van machten van tien is het mogelijk om zeer grote en zeer kleine getallen op een duidelijke en overzichtelijke manier op te schrijven. Bij getallen groter dan tien is de macht gelijk aan het aantal nullen in het getal, bijvoorbeeld: 1 miljoen = 1000000 =  $10^6$ . Bij getallen kleiner dan tien is de macht nog steeds gelijk aan het aantal nullen in het getal, maar staat er een minteken voor de macht, voorbeeld: 1 duizendste = 0,001 =  $10^{-3}$ .

De ontdekking van kosmische straling begon in 1785 toen Charles-Augustin de Coulomb zag dat zijn elektroscop ontladde zonder dat hij het in contact bracht met een ander voorwerp of de aarde.

Wilhelm Röntgen (röntgenstraling) en Antoine Henri Becquerel (radioactiviteit) waren aan het einde van de 19<sup>e</sup> eeuw de eersten die een mogelijke verklaring vonden voor de spontane ontlading van de elektroscop. Becquerel werd in zijn werk ondersteund door onder andere Ernest Rutherford, die de opbouw van het atoom ontdekte, en Pierre en Marie Curie.

De conclusies van Röntgen en Becquerel bleken niet de juiste te zijn en daarom werd in het begin van de 20<sup>e</sup> eeuw meer onderzoek gedaan naar de oorsprong van de onbekende straling. Theodor Wulf ontdekte dat de intensiteit van de onbekende straling op de Eiffeltoren groter is dan verwacht.

Domenico Pacini was vervolgens de eerste die tot de conclusie kwam dat de onbekende straling van buiten de aarde afkomstig is in plaats van uit de aardkorst. Hij deed dit door de intensiteit van de straling op zee te meten.

Werner Kolhörster en Victor Hess bevestigden het idee van Pacini door de intensiteit van de straling te meten op grote hoogtes met behulp van luchtballonnen.

Zij concludeerden dat de straling uit het heelal afkomstig is en gaven het de naam 'kosmische straling'.