

BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL  
ASTROTEILCHENPHYSIK

MASTERARBEIT

---

**Untersuchung astrophysikalischer  
Szenarien anhand der Anisotropie  
ultrahochenergetischer kosmischer  
Strahlung**

---

*Autor:*  
David Wittkowski

*Betreuer:*  
Prof. Dr. K.-H. Kampert

Ratingen, 04. November 2013



David Wittkowski

# **Untersuchung astrophysikalischer Szenarien anhand der Anisotropie ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung**

Masterarbeit eingereicht im Rahmen der Master-Prüfung  
des Studiengangs Physik  
des Fachbereichs Mathematik und Naturwissenschaften  
der Bergischen Universität Wuppertal

Betreuender Prüfer: Prof. Dr. rer. nat. Karl-Heinz Kampert  
Zweitgutachter: Prof. Dr. rer. nat. Günther Sigl



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Ultrahochenergetische kosmische Strahlung</b>	<b>5</b>
2.1	Energiespektrum . . . . .	5
2.2	Chemische Komposition . . . . .	6
2.3	Fermi-Beschleunigung und Quellkandidaten . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Nachweis ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung</b>	<b>13</b>
3.1	Pierre-Auger-Observatorium . . . . .	13
3.1.1	Oberflächendetektor . . . . .	14
3.1.2	Fluoreszenzdetektor . . . . .	16
3.1.3	Ereignisrekonstruktion . . . . .	17
3.2	Teleskop-Array . . . . .	18
3.2.1	Oberflächendetektor . . . . .	20
3.2.2	Fluoreszenzdetektor . . . . .	21
3.2.3	Ereignisrekonstruktion . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Simulation der Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung</b>	<b>23</b>
4.1	Monte-Carlo-Code CRPropa . . . . .	23
4.2	Galaktisches Magnetfeld . . . . .	25
4.2.1	JF12-Magnetfeld . . . . .	25
4.2.2	BSS-S-Magnetfeld . . . . .	26
4.3	Extragalaktisches Magnetfeld . . . . .	28
4.3.1	Miniati-Magnetfeld . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Anisotropie ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung</b>	<b>35</b>
5.1	Vorbemerkungen . . . . .	35
5.1.1	Isotrope Verteilung auf einer Kugel . . . . .	35
5.1.2	Relative Belichtung der Oberflächendetektoren . . . . .	35
5.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	38
5.2.1	Abhängigkeit der Korrelation von der Energie . . . . .	40
5.2.2	Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Wahl des Katalogs . . . . .	41
5.3	Simulationsergebnisse . . . . .	43
5.3.1	1D Simulationen . . . . .	44
5.3.2	3D Simulationen . . . . .	44
5.4	Vergleich und Diskussion . . . . .	45

<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>51</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>55</b>
<b>Akronymverzeichnis</b>	<b>61</b>
<b>Erklärung</b>	<b>63</b>

# 1 Einleitung

Es ist bereits über ein Jahrhundert her, dass der Physiker Viktor Franz Hess im Jahr 1912 bei seinen bis zu einer Höhe von 5 km durchgeführten Ballonflügen eine von außerhalb der Erde stammende ionisierende Höhenstrahlung – die sogenannte kosmische Strahlung – nachweisen konnte [Hes12]. Diese Beobachtung von Viktor Hess konnte Werner Kolhörster in den Jahren 1913 und 1914 bei seinen bis zu einer Höhe von 9 km durchgeführten Ballonflügen bestätigen. Im Jahr 1927 gelang es Dimitry Skobelzyn erstmalig mit Hilfe einer Nebelkammer die Spuren von Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung zu photographieren. Durch die Entdeckung des Positrons (1932) und des Müons (1936) in der kosmischen Strahlung und ihrer Sekundärteilchen wurde die Wichtigkeit der Erforschung der kosmischen Strahlung immer deutlicher [And33]. Ausgedehnte Luftschauer, die entstehen, wenn hochenergetische kosmische Strahlung auf die Erdatmosphäre trifft, konnte Pierre Auger im Jahr 1939 in einer Koinzidenzmessung über eine Entfernung von bis zu 300 m nachweisen [AEM<sup>+</sup>39]. Auch das Pion (1947) konnte mit Hilfe der kosmischen Strahlung entdeckt werden [LMOP47]. Da die Energie  $E$  der Teilchen in der kosmischen Strahlung sogar  $10^{20}$  eV übersteigen kann, während die höchsten bisher in Teilchenbeschleunigern erreichten Schwerpunktsenergien unterhalb von  $10^{14}$  eV liegen, bietet die Untersuchung der kosmischen Strahlung die einzige Möglichkeit, Teilchenphysik bei Schwerpunktsenergien von mehr als  $10^{14}$  eV zu betreiben.

Während sich Teilchen der kosmischen Strahlung mit einer Energie  $E \lesssim 10^{15}$  eV z.B. mit an Wetterballons befestigten Detektoren und Satelliten direkt messen lassen, kann der Nachweis von höherenergetischen Teilchen nur indirekt erfolgen [THC97]. Da mit steigender Energie der Teilchen ihr Wirkungsquerschnitt und Teilchenflusses abnehmen, sind zur Messung von Teilchen der kosmischen Strahlung mit einer Energie  $E \gtrsim 10^{15}$  eV große erdgebundene Detektoren erforderlich, die durch die hochenergetischen Teilchen in der Erdatmosphäre ausgelöste ausgedehnte Luftschauer detektieren. Die derzeit größten erdgebundenen Detektoren sind das Pierre-Auger-Observatorium (PAO) auf der Südhemisphäre und das Teleskop-Array (TA) auf der Nordhemisphäre. Sowohl das PAO als auch das TA sind darauf ausgerichtet, einen besonders interessanten und bisher nur wenig erforschten Teil der kosmischen Strahlung, der aus Teilchen mit einer Energie  $E > 1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$  besteht, zu detektieren. Dieser Teil der kosmischen Strahlung wird als “ultrahochenergetische kosmische Strahlung” (engl.: Ultra-High-Energy-Cosmic Rays, UHECR) bezeichnet.

UHECR wird bereits seit mehr als einem halben Jahrhundert beobachtet [Lin63, KW12]. Dennoch sind die Quellen der UHECR noch immer unbekannt. Eine sehr gute und auch naheliegende Möglichkeit, um neue Informationen über die Quellen der

UHECR zu erhalten, bietet die Untersuchung der Anisotropie der Ankunftsrichtungen der auf der Erde detektierten UHECR-Teilchen. Im Jahr 2007 wurde über eine  $3.1^\circ$ -Korrelation (mit einem Konfidenzniveau von 99%) der Ankunftsrichtungen der UHECR-Teilchen mit einer Energie oberhalb von  $E_{\text{thr}} = 56 \text{ EeV}^1$  mit den Positionen von erdnahen aktiven galaktischen Kernen (engl.: Active Galactic Nuclei, AGNs) mit maximaler Rotverschiebung  $z_{\text{max}} = 0,018$  aus dem Katalog der Quasare und aktiven galaktischen Kerne von Véron-Cetty und Véron (VCV-Katalog) [VV06] berichtet [Abr07]. In diesem Artikel wurden die Zeiträume I (01.01.2004-26.05.2006) und II (27.05.2006-31.08.2007) der mit dem PAO gemessenen UHECR-Daten analysiert. Während die Daten des Zeitraums I ausschließlich dazu verwendet wurden, die optimalen Parameter (maximaler Rotverschiebungsparameter  $z_{\text{max}} = 0,018$ , maximale Winkelskala  $\Psi_{\text{max}} = 3,1^\circ$  und minimale Energieschranke  $E_{\text{thr}}$ )<sup>2</sup> zur Maximierung der Korrelation im Zeitraum I festzulegen, wurde die eigentliche Untersuchung mit den Daten des Zeitraums II durchgeführt. Nach Aktualisierungen wurde die Korrelation der UHECR des Zeitraums II mit  $69_{-13}^{+11}\%$  (9 von 13 Teilchen waren korreliert) angegeben [P. 10]. Auf Grundlage dieser Untersuchung wurde die Vermutung geäußert, dass AGNs oder andere astrophysikalische Objekte mit einer ähnlichen räumlichen Verteilung die Quellen der UHECR sein könnten.<sup>3</sup>

Im Jahr 2010 wurden die im Artikel [Abr07] veröffentlichten Ergebnisse für die Korrelation der UHECR auf  $38_{-6}^{+7}\%$  (21 von 55 Teilchen waren korreliert) aktualisiert [P. 10]. Für den neuen Wert nutzten Abreu et al. die UHECR-Daten der Zeiträume II (27.05.2006-31.08.2007) und III (01.09.2007-31.12.2009) sowie die selben optimalen Parameter wie Abraham et al. [Abr07]. Der kürzlich erschienene Artikel [Kam12] nennt

<sup>1</sup>Mit der verbesserten und in dieser Arbeit verwendeten Energierekonstruktion aus dem Artikel [P. 10] entspricht die Energieschranke  $E_{\text{thr}} = 56 \text{ EeV}$  aus dem Artikel [Abr07] der korrigierten Energieschranke  $E_{\text{thr}} = 55 \text{ EeV}$ . Kleine Abweichungen von den Werten aus den Artikeln [Abr07, J. 09] stammen von der neueren Rekonstruktion der Energien und Ankunftsrichtungen der Teilchen (siehe den Artikel [P. 10]).

<sup>2</sup>Der Rotverschiebungsparameter  $z$  ist ein Maß für die Entfernung eines astronomischen Objekts von der Erde. Je größer  $z$  ist, desto weiter ist dieses Objekt von der Erde entfernt. Der maximale Rotverschiebungsparameter  $z_{\text{max}}$  gibt an, bis zu welcher Entfernung astronomische Objekte berücksichtigt werden sollen. Da die UHECR-Teilchen geladen sind, werden sie in extragalaktischen und galaktischen Magnetfeldern abgelenkt, sodass sie nicht exakt aus der Richtung auf die Erde treffen, in der sich ihre Quellen befinden. Die Winkelskala  $\Psi$  gibt die Abweichung der Richtung, aus der ein UHECR-Teilchen zu kommen scheint, von der Richtung, in der sich seine Quelle befindet, an. Entsprechend ist die maximale Winkelskala  $\Psi_{\text{max}}$  eine obere Schranke für die Winkelabweichung der Ankunftsrichtung eines UHECR-Teilchens von der Richtung, in der sich eine mögliche Quelle dieses Teilchens befindet.  $E_{\text{thr}}$  ist für die Energie der UHECR-Teilchen eine untere Energieschranke.

<sup>3</sup>Der VCV-Katalog ist weder homogen noch statistisch vollständig und kann deshalb auch nicht als verzerrungsfreie statistische Auswahl angesehen werden. Dies ist jedoch für die Beobachtung einer Isotropie oder Anisotropie in den Ankunftsrichtungen der UHECR kein Hindernis [J. 09]. Dieser Nachteil des VCV-Katalogs schränkt aber die Möglichkeiten, die Quellen der UHECR zu identifizieren, ein. Aus diesem Grund beschränkt sich diese Arbeit nicht auf den VCV-Katalog und berücksichtigt als geeignetere Kataloge auch den Swift-BAT-Katalog (Swift Burst Alert Telescope (hard X-ray) catalog) und den 2MRS-Katalog (2MASS Redshift Survey catalog).

---

für die selben optimalen Parameter eine Korrelation von nur noch  $33_{-5}^{+5}\%$  (28 von 84 Teilchen waren korreliert) für den Zeitraum 27.05.2006-30.06.2011.

In dieser Arbeit werden die Untersuchung der Anisotropie der UHECR fortgesetzt und Ergebnisse für die neuen UHECR-Daten des PAOs (also aus den Zeiträumen II-IV, d.h. 27.05.2006-30.11.2012) [Dat12] präsentiert. Zunächst wird mit Hilfe der neuen Daten für  $E \geq E_{\text{thr}} = 55 \text{ EeV}$  und unter Verwendung der im Artikel [P. 10] angegebenen Parameter die Korrelation auf  $31_{-4}^{+5}\%$  (33 von 106 Teilchen waren korreliert) aktualisiert. Außerdem wird gezeigt, dass es im Energiebereich  $55 \text{ EeV} \leq E \leq 68 \text{ EeV}$  eine deutliche Korrelation der Ankunftsrichtungen der UHECR mit der erdnahen extragalaktischen Materieverteilung gibt und dass die Verteilung der Ankunftsrichtungen der UHECR für kleinere oder größere Energien immer weniger mit der Verteilung der erdnahen extragalaktischen Materie korreliert ist.

Mit Hilfe einer Likelihood-Analyse wird nachgewiesen, dass die Ergebnisse zur Anisotropie der UHECR von der speziellen Wahl des Katalogs astronomischer Objekte (die der erdnahen extragalaktischen Materieverteilung folgen) qualitativ unabhängig sind. Es wird auch gezeigt, dass die Ergebnisse zur Anisotropie der UHECR von der Ereignisrekonstruktionsmethode, die aus den Detektordaten die tatsächlichen Eigenschaften (z.B. Energie und Ankunftsrichtung) des einen Luftschauer auslösenden UHECR-Teilchens rekonstruiert, qualitativ unabhängig sind. Schließlich wurde die Propagation der UHECR für verschiedene astrophysikalische Szenarien, die unterschiedliche Annahmen über die Quellen der UHECR beinhalten, simuliert. Durch Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit konnten wichtige Erkenntnisse zur Frage nach den Quellen der UHECR erzielt werden.

Ein Teil der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurde bereits in dem Aufsatz [WK13] veröffentlicht und konnte etwas später durch Villasenor bestätigt werden [Vil13].

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Nach einem einleitenden Kapitel 2 über die UHECR sind das PAO und das TA zum Nachweis der UHECR ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Kapitel 4 geht auf die Simulation der Propagation der UHECR ein. Die experimentellen Ergebnisse und die Simulationsergebnisse werden in Kapitel 5 vorgestellt und verglichen. Abschließend gibt Kapitel 6 eine Zusammenfassung und einen Ausblick.



## 2 Ultrahochenergetische kosmische Strahlung

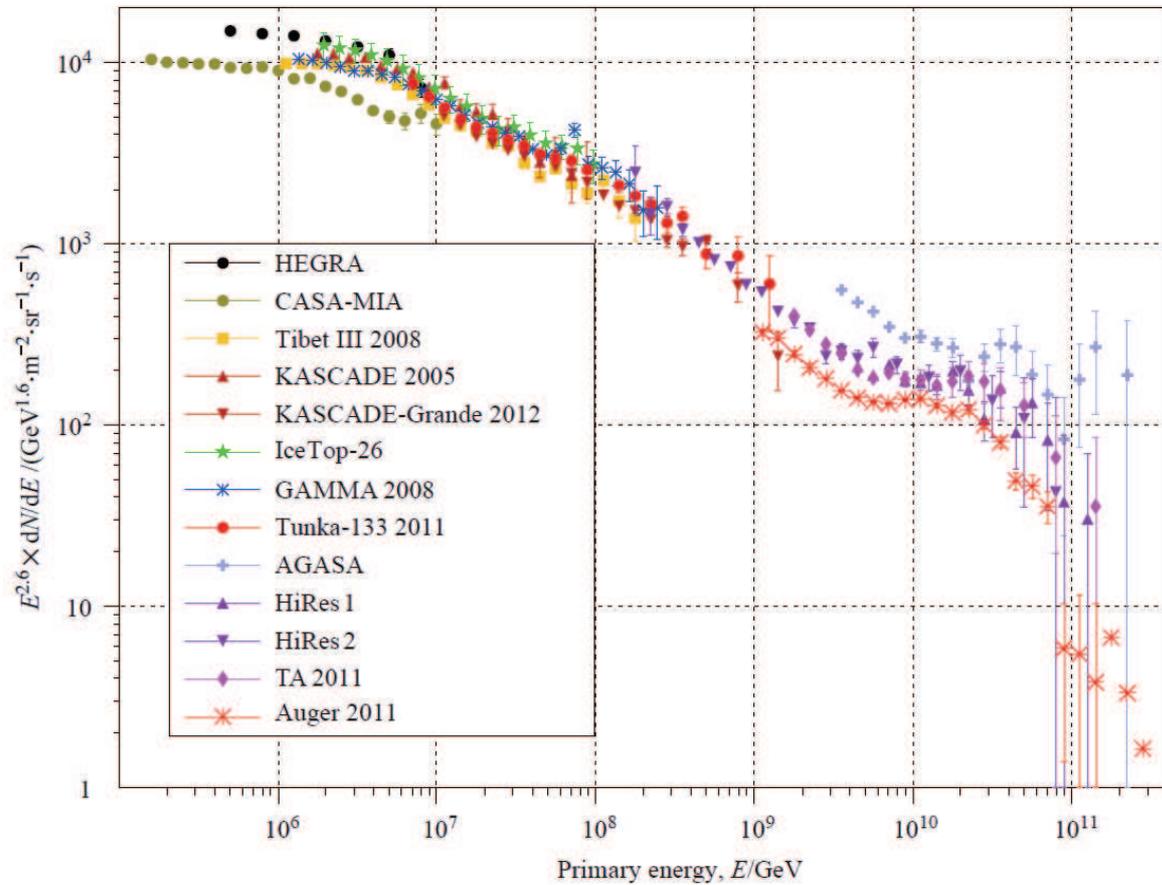
In diesem Kapitel werden wichtige Eigenschaften der (ultrahochenergetischen) kosmischen Strahlung vorgestellt. Dazu gehören das Energiespektrum (siehe Abschnitt 2.1) und die chemische Komposition (siehe Abschnitt 2.2). Danach werden mögliche Quellen der kosmischen Strahlung in Abschnitt 2.3 diskutiert.

### 2.1 Energiespektrum

Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung folgt über mehr als 10 Größenordnungen näherungsweise einem gebrochenen Potenzgesetz

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma_i} \quad (2.1)$$

mit der Energie  $E$ , der Teilchenzahl  $N$  und dem energieabhängigen Spektralindex  $\gamma_i$  (der Index  $i$  kennzeichnet das dazugehörige Energieintervall). In Abbildung 2.1 aus dem Artikel [GST13] ist der von verschiedenen Experimenten in unterschiedlichen Energiebereichen gemessene Fluss der kosmischen Strahlung dargestellt. Dieser Fluss wurde mit  $E^{2,6}$  multipliziert, um charakteristische Strukturen im Energiespektrum hervorzuheben, bei denen sich der Spektralindex ändert. Bis zu einer Energie von ca.  $10^{15}$  eV, dem sogenannten „Knie“ des Energiespektrums, beträgt der Spektralindex  $\gamma_1 \approx 2,7$ . Oberhalb des Knies ist das Energiespektrum steiler und beträgt bis zum „2. Knie“ bei ca.  $10^{17,5}$  eV  $\gamma_2 \approx 3,0$ . Vom „2. Knie“ bis zum sogenannten „Knöchel“ bei ca.  $10^{18,5}$  eV beträgt der Spektralindex  $\gamma_3 \approx 3,3$ . Oberhalb vom  $10^{18,5}$  eV wird das Energiespektrum flacher und der Spektralindex sinkt ab auf  $\gamma_4 \approx 2,6$ . Als möglicher Grund für diese Abflachung des Energiespektrums wird ein Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung vermutet, da angenommen wird, dass unsere Galaxie (die Milchstraße) die kosmische Strahlung für höhere Energien nicht mehr durch ihr Magnetfeld einschließen kann. Ab einer Energie von ca.  $10^{19,6}$  eV wurde eine starke Unterdrückung des Teilchenflusses festgestellt [R. 08] und der Spektralindex wird mit  $\gamma_5 \approx 4,2$  angegeben. Zur Zeit wird erforscht, ob diese Flussunterdrückung auf den Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Effekt (GZK-Effekt) [Gre66, ZK66], der ab einer Grenzenergie  $E_{\text{GZK}} \approx 6 \cdot 10^{19}$  eV einen Energieverlust der UHECR-Kerne durch Wechselwirkung mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund bewirkt, oder auf eine Maximalenergie bei den Quellen der kosmischen Strahlung zurückgeführt werden kann.



**Abbildung 2.1:** Das in unterschiedlichen Experimenten gemessene Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Aus dem Artikel [GST13].

## 2.2 Chemische Komposition

Die chemische Komposition der ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung ( $E > 10^{18}$  eV) kann nicht direkt gemessen werden. Dadurch ist ihre Untersuchung eine große experimentelle Herausforderung. Trifft die UHECR auf die Erdatmosphäre, dann entstehen ausgedehnte Luftschauer. Aus den in Abbildung 2.2 veranschaulichten Eigenschaften der Luftschauer, wie z.B. der Tiefe des Schauermaximums  $X_{\max}$ , kann nur indirekt auf die chemische Komposition geschlossen werden. Im Allgemeinen werden zur Untersuchung der chemischen Komposition der UHECR der Mittelwert der Tiefe des Schauermaximums  $\langle X_{\max} \rangle$  und dessen Streuung  $\sigma(X_{\max})$  als Observablen verwendet. Aus den Messungen von  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$  lässt sich die chemische Komposition der UHECR nur näherungsweise berechnen, da hierfür zum Vergleich Luftschauersimulationen verwendet werden, die von dem zugrunde gelegten hadronischen Wechselwirkungsmodell abhängen. Zwar lassen sich die unterschiedlichen Wechselwirkungsmodelle [EHP11] bei niedrigeren Energien mit Hilfe von Daten von Teilchenbeschleunigern (wie

z.B. dem Large Hadron Collider am CERN) testen, jedoch ist die Extrapolation dieser Wechselwirkungsmodelle zu um mehrere Größenordnungen höheren Energien mit Fehlern verbunden, die unmittelbar die Bestimmung der chemischen Komposition aus den Daten für  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$  mit relativ großen Unsicherheiten versehen.

Die aktuellen Daten des PAOs für  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$  sind in Abbildung 2.3 dargestellt (schwarze Punkte mit Fehlerbalken). Die roten Linien (Modelllinien) zeigen unter der Annahme, dass die UHECR nur aus Protonen besteht, für unterschiedliche hadronische Wechselwirkungsmodelle die Vorhersagen für  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$ . Die blauen Linien (Modelllinien) zeigen die entsprechenden Vorhersagen unter der Annahme, dass die UHECR nur aus Eisenkernen besteht. Ein Vergleich der Messdaten für  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$  mit den Modelllinien legt nahe, dass sich die chemische Komposition im Bereich von einigen EeV ändert und dass sie für höhere Energien schwerer wird. Diese Änderung der chemischen Komposition fällt näherungsweise in den Bereich des Knöchels des Energiespektrums.

## 2.3 Fermi-Beschleunigung und Quellkandidaten

Weder die Frage nach den Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung noch die Frage nach den Beschleunigungsmechanismen ist bis heute zufriedenstellend beantwortet worden.

Enrico Fermi stellte 1949 einen möglichen Beschleunigungsmechanismus für geladene Teilchen (z.B. Atomkerne) vor, der auf der Streuung der Teilchen an inhomogenen Magnetfeldern bewegter interstellarer Plasmawolken basiert. Nimmt man an, dass sich eine interstellare Plasmawolke mit der Geschwindigkeit  $v$  und ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit  $c$  aufeinander zu bewegen, dann folgt für den mittleren relativen Energiegewinn pro Kollision [Fer49]

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \propto \left( \frac{v}{c} \right)^2 = \beta^2. \quad (2.2)$$

Da der mittlere relative Energiegewinn pro Kollision  $\langle \Delta E/E \rangle$  hier quadratisch in  $\beta = v/c$  ist, wird dieser Prozess oft als *Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung* bezeichnet.

Die Beschleunigung eines geladenen Teilchens in astrophysikalischen Schockfronten, die z.B. von Supernovae oder AGNs stammen, führt dagegen zur effektiveren *Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung*, bei der der mittlere relative Energiegewinn pro Kollision durch

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \propto \left( \frac{v}{c} \right) = \beta \quad (2.3)$$

gegeben ist [BO78]. Die Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung führt zu einem Energiespektrum der Form  $E^{-\gamma}$  mit  $\gamma \approx 2$ . Eine notwendige Bedingung für die Fermi-Beschleunigung ist der magnetische Einschluss des Teilchens, damit es die Beschleunigerregion nicht frühzeitig verlassen kann.

Für den magnetischen Einschluss eines geladenen Teilchens sind die räumliche Ausdehnung und die Stärke des Magnetfelds entscheidend. Das Hillas-Diagramm 2.4 zeigt die typische Ausdehnung  $R$  und die typische magnetische Flussdichte  $B$  einiger relevanter astrophysikalischer Objekte. Wenn man annimmt, dass in einer Quelle der UHECR geladene Teilchen so lange beschleunigt werden, bis ihr Larmor-Radius

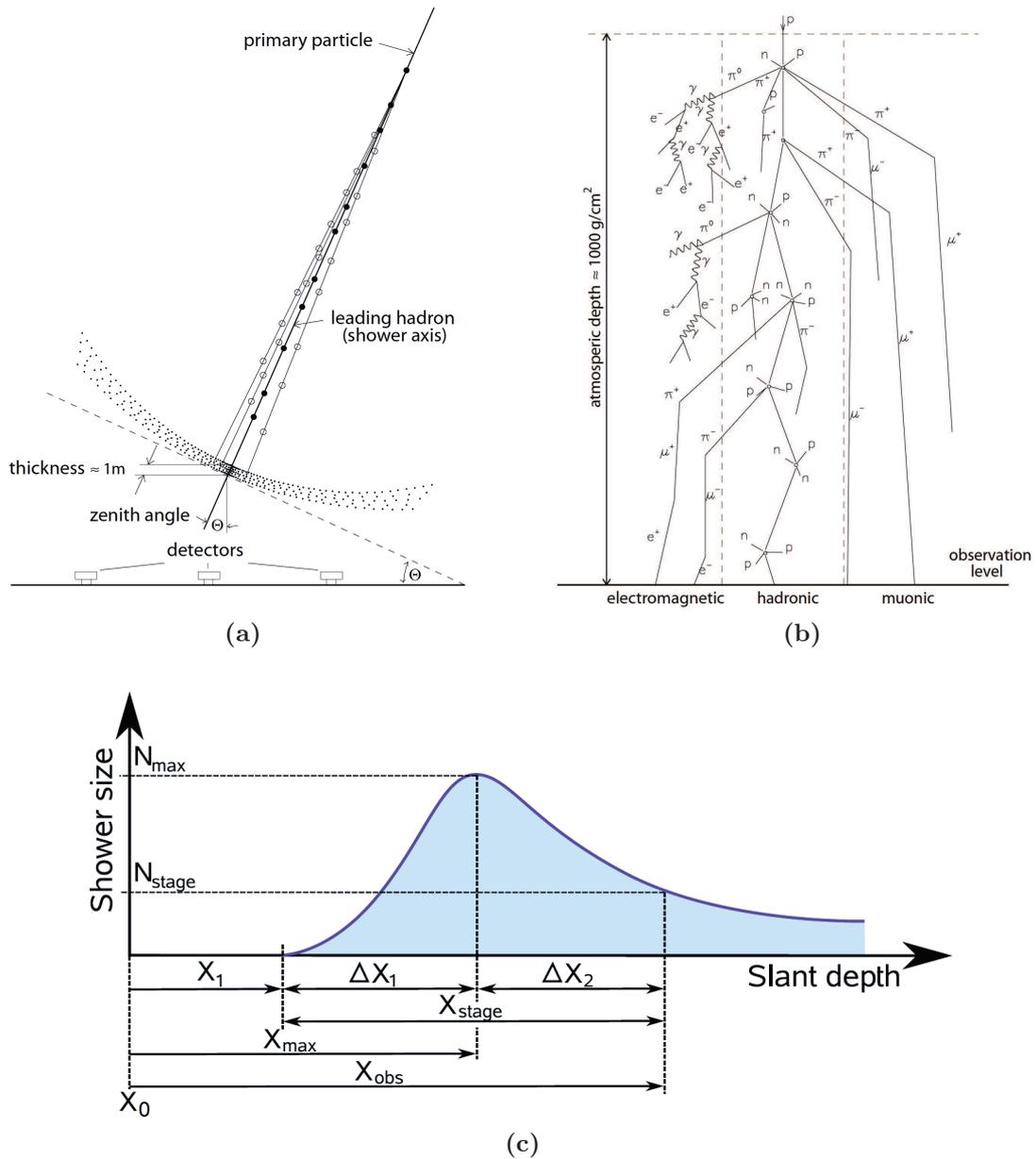
$$R_L \propto \frac{E}{BZ}. \quad (2.4)$$

mit der Energie  $E$ , Ladungszahl  $Z$  und magnetischen Flussdichte  $B$  des Teilchens der Ausdehnung der Quelle entspricht, dann können geeignete Quellkandidaten leicht aus Abbildung 2.4 abgelesen werden. Die maximale Energie  $E_{\max}$  für in astrophysikalischen Schockfronten beschleunigte Teilchen ist dann durch die Hillas-Bedingung

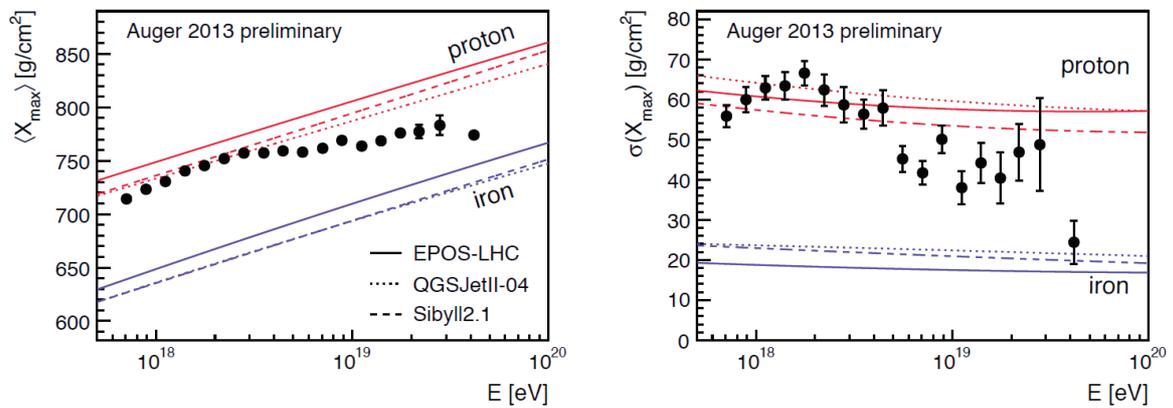
$$E_{\max} \propto R\beta BZ \quad (2.5)$$

gegeben [Hil84]. Quellen auf der blauen Gerade im Hillas-Diagramm 2.4 sollen Protonen bis zu einer Energie von  $E_{\max} = 10^{20}$  eV beschleunigen können, während Quellen auf der roten Gerade nur Eisenkerne bis zu dieser Energie beschleunigen können.

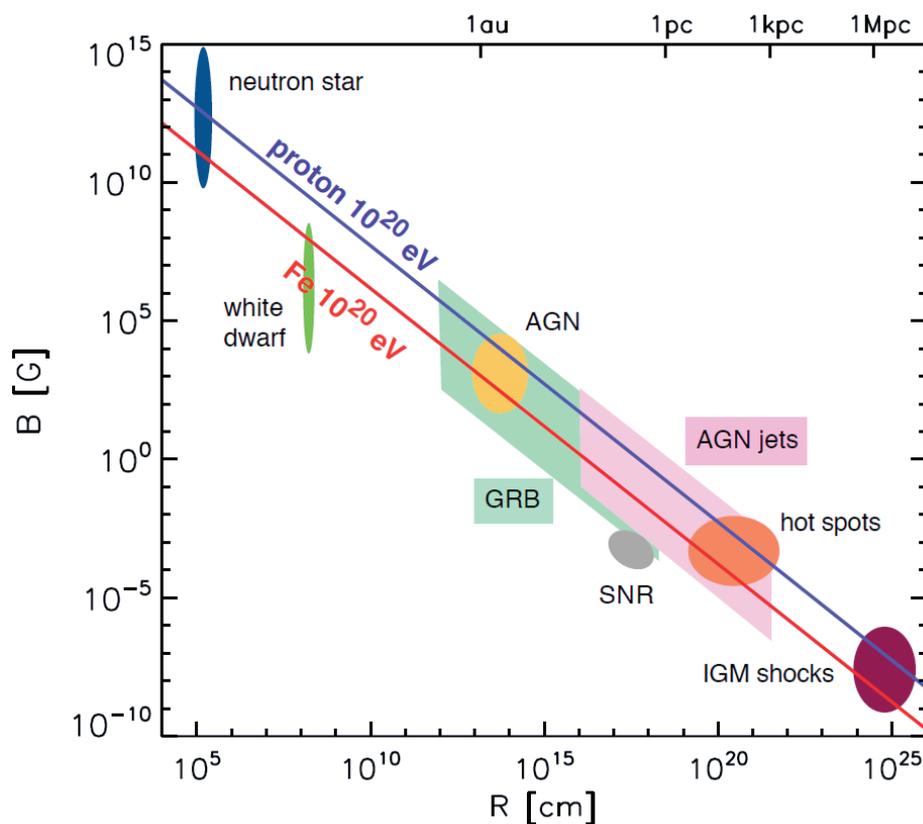
Auch wenn diese Betrachtungsweise stark vereinfacht ist (Energieverluste z.B. durch Synchrotronstrahlung werden vernachlässigt), hilft sie, z.B. aktive galaktische Kerne und Gammastrahlenausbrüche als mögliche Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung zu identifizieren. Alternative Beschleunigungsmechanismen für die UHECR werden in dem Artikel [KO11] beschrieben.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers, der entsteht, wenn ein UHECR-Kern auf die Erdatmosphäre trifft: (a) Die Geometrie des unter dem Zenitwinkel  $\Theta$  beobachteten Luftschauers und seiner Schauerfront, (b) die unterschiedlichen Komponenten (elektromagnetisch, hadronisch und myonisch) des Luftschauers und (c) das longitudinale Schauerprofil. Der UHECR-Kern tritt bei  $X_0$  in die Erdatmosphäre ein. Die erste Wechselwirkung findet bei  $X_1$  statt. Bei der Tiefe des Schauermaximums  $X_{\text{max}}$  erreicht der Luftschauer seine maximale Sekundärteilchenanzahl  $N_{\text{max}}$ . Danach wird der Luftschauer über die Strecke  $\Delta X_2$  abgeschwächt, bis er bei  $X_{\text{obs}}$  nur noch die Teilchenanzahl  $N_{\text{stage}}$  enthält. (a) und (b) aus der Arbeit [Bur06] und (c) aus dem Artikel [UBE<sup>+</sup>09].



**Abbildung 2.3:** Daten des PAOs für  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$  (schwarze Punkte mit Fehlerbalken) und die Vorhersagen für  $\langle X_{\max} \rangle$  und  $\sigma(X_{\max})$  auf Grundlage unterschiedlicher hadronischer Wechselwirkungsmodelle für eine reine Protonen-Komposition (rote Linien) und eine reine Eisenkern-Komposition (blaue Linien). Aus dem Artikel [TPAC13].



**Abbildung 2.4:** Hillas-Diagramm mit der typischen Ausdehnung  $R$  und magnetischen Flussdichte  $B$  der folgenden astrophysikalischen Objekte: Neutronenstern (engl.: neutron star), Weißer Zwerg (engl.: white dwarf), Gammastrahlenausbruch (engl.: Gamma Ray Burst, GRB), aktiver galaktischer Kern (engl.: Active Galactic Nucleus, AGN), Supernovaüberrest (engl.: Supernova remnant, SNR), AGN-Strahl (engl.: AGN jet), Hotspot (engl.: hot spot) und Schockfront im intergalaktischen Medium (engl.: Intergalactic Medium shock, IGM shock). Objekte auf der blauen/roten Gerade können Protonen/Eisenkerne bis zu einer Energie von  $10^{20}$  eV beschleunigen. Aus dem Artikel [KO11].



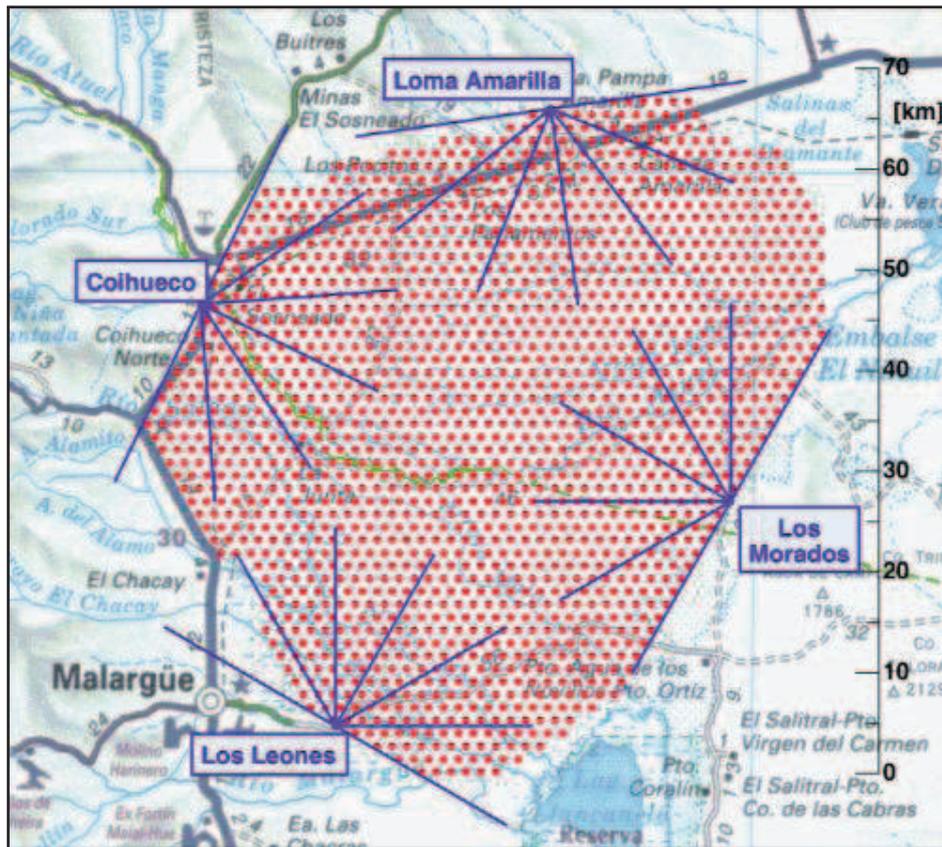
## 3 Nachweis ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung

Aufgrund des geringen Teilchenflusses bei Energien von  $E > 10^{18}$  eV in der kosmischen Strahlung sind für den effizienten Nachweis der UHECR große Detektoren mit einer Fläche von vielen  $100 \text{ km}^2$  notwendig. Die weltweit größten Detektoren sind das PAO auf der Südhemisphäre der Erde und das TA auf der Nordhemisphäre. Somit beobachten beide Experimente unterschiedliche Teile des Himmels. Das PAO und das TA werden in den folgenden Abschnitten 3.1 und 3.2 ausführlich beschrieben.

### 3.1 Pierre-Auger-Observatorium

Das PAO ist ein internationales Großexperiment, das zur Untersuchung der UHECR entworfen wurde. Es befindet sich in Argentinien in der Provinz Mendoza nahe der Stadt Malargüe und somit auf der Südhemisphäre der Erde. Das PAO beinhaltet einen ca.  $3000 \text{ km}^2$  großen Oberflächendetektor (engl.: Surface Detector, SD), der aus 1600 mit je  $12 \text{ m}^3$  reinem Wasser gefüllten Oberflächendetektorstationen besteht, und einen Fluoreszenzdetektor (engl.: Fluorescence Detector, FD), der aus 24 Fluoreszenzteleskopen besteht, die sich in 4 Gebäuden mit je 6 Fluoreszenzteleskopen am Rand des Oberflächendetektors befinden (siehe Abbildung 3.1). Aufgrund dieser beiden unabhängigen Detektorsysteme wird das PAO meist auch als “Hybrid-Experiment” bezeichnet. Durch die Kombination beider Detektorsysteme lassen sich insbesondere systematische Fehler erheblich reduzieren. Der Nachweis der UHECR erfolgt beim PAO (wie bei allen Detektoren für kosmische Strahlung mit Energien  $E > 10^{16}$  eV) indirekt. Treffen Teilchen der UHECR auf die Erdatmosphäre, dann entstehen ausgedehnte Luftschaer, deren laterale Profile vom Oberflächendetektor unter Ausnutzung des Tscherenkow-Effekts erfasst werden können. Das in Abbildung 2.2 dargestellte longitudinale Schauerprofil kann dagegen nur bei mondlosen Nächten und geeigneten atmosphärischen Bedingungen mit dem Fluoreszenzdetektor direkt beobachtet werden.

In den folgenden zwei Abschnitten werden der Oberflächendetektor und der Fluoreszenzdetektor genauer beschrieben. Weiterführende Informationen zu den für diese Arbeit nicht relevanten Detektorerweiterungen des PAOs (z.B. HEAT, AMIGA und AERA) sind in dem Artikel [Kla12] beschrieben.

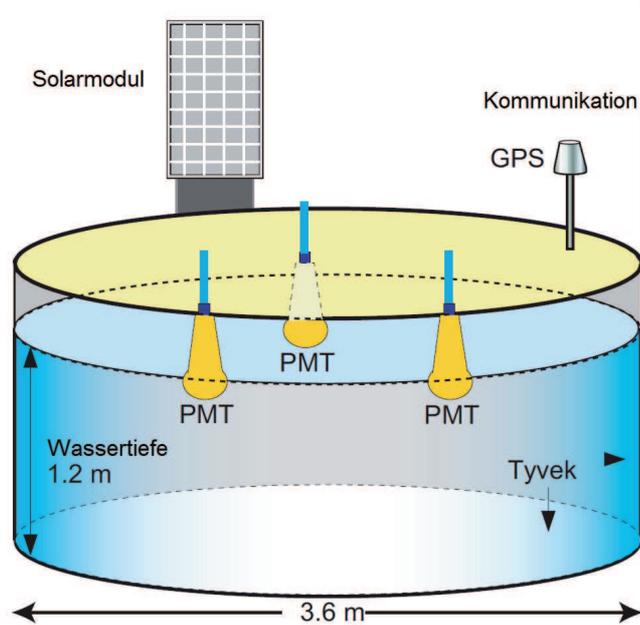


**Abbildung 3.1:** Das PAO in Argentinien nahe der Stadt Malargüe. Die roten Punkte markieren die Positionen der 1600 Oberflächendetektorstationen, die den ca. 3000 km<sup>2</sup> großen Oberflächendetektor des PAOs bilden. Am Rand des Oberflächendetektorfelds befinden sich 4 Gebäude (Los Leones, Los Morandos, Loma Amarilla und Coihueco), die insgesamt 24 Fluoreszenzteleskope enthalten und zusammen den Fluoreszenzdetektor des PAOs bilden. Die Sichtfenster der 24 Fluoreszenzteleskope sind durch blaue Linien gekennzeichnet. Aus dem Artikel [Aug13b].

### 3.1.1 Oberflächendetektor

Der Oberflächendetektor des PAOs besteht aus 1600 autarken Oberflächendetektorstationen und bedeckt eine Fläche von ungefähr 3000 km<sup>2</sup>. Die einzelnen Oberflächendetektorstationen sind in einem Abstand von 1500 m auf einem Dreiecksgitter angeordnet.<sup>1</sup> Eine Oberflächendetektorstation ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Jede Oberflächendetektorstation besteht aus einem zylindrischen Kunststofftank mit

<sup>1</sup>Das Infill-Array der Detektorerweiterung AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) beinhaltet zusätzliche Oberflächendetektorstationen, die zu einer Verringerung des Oberflächendetektorstationenabstands von 1500 m auf 750 m führen. Diese Detektorerweiterung dient im Wesentlichen dem Nachweis kosmischer Strahlung mit einer Teilchenenergie  $E < 10^{18}$  eV, die also nicht zur ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung zählt. Deshalb ist die Detektorerweiterung AMIGA für die vorliegende Arbeit nicht relevant.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung einer Oberflächendetektorstation des PA-Os. Die Oberflächendetektorstation besteht aus einem zylindrischen Kunststofftank, in dem sich ein mit reinem Wasser gefüllter Tyvek-Beutel befindet, und verfügt über drei Photoelektronenvervielfacher (engl.: Photomultiplier Tube, PMT), die im Wasser erzeugte Tscherenkowstrahlung detektieren. Das Solarmodul dient der Bereitstellung elektrischer Leistung für die Oberflächendetektorstation und zum Laden eines Akkumulators, der in der Nacht die Oberflächendetektorstation mit elektrischer Leistung versorgt. Die Antenne dient der kabellosen Kommunikation mit einem zentralen Datenerfassungssystem und das GPS-Modul dient zum Ermitteln der genauen Uhrzeit, bei der Tscherenkowstrahlung registriert wurde. Aus dem Artikel [Kei03].

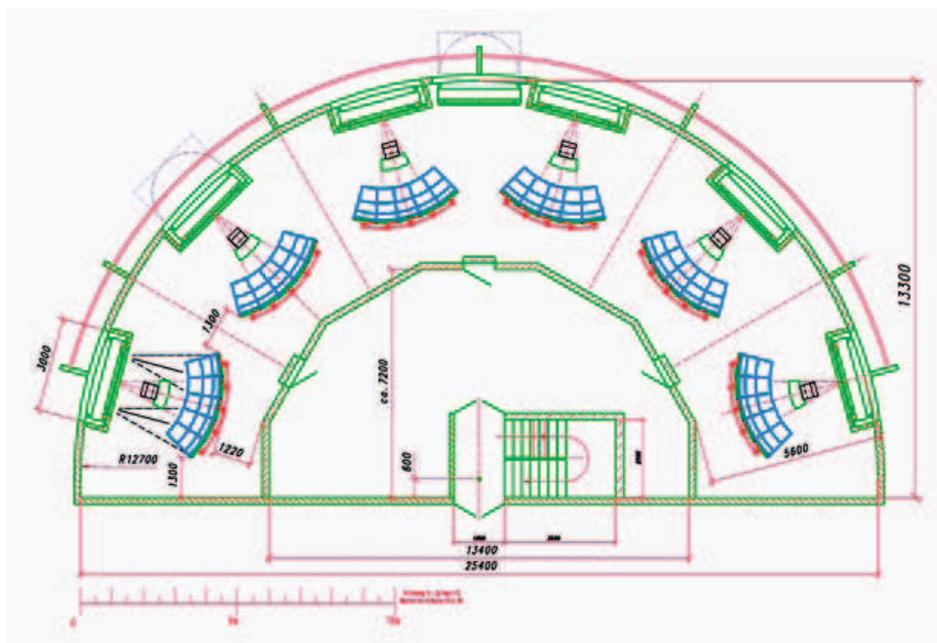
einem Radius von 1,8 m und einer Höhe von 1,55 m. Im Inneren des Kunststofftanks befindet sich ein Beutel aus überwiegend diffus reflektierendem Tyvek<sup>2</sup>, der bis zu einer Höhe von 1,2 m mit ca. 12 m<sup>3</sup> reinem Wasser, das als Detektionsmedium dient, gefüllt ist [All08]. Reines Wasser ist notwendig, um sicherzustellen, dass die Tscherenkowstrahlung nicht durch Verunreinigungen im Wasser absorbiert wird und dass entsprechend den Spezifikationen der Oberflächendetektorstationen über einen Zeitraum von 20 Jahren ein stabiler Betrieb gewährleistet ist [All08]. An der Oberseite des zylindrischen Kunststofftanks befinden sich drei Photoelektronenvervielfacher, die beim Durchflug von relativistischen Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung [vgl. Abbildung 2.2(b)] die im Wasser erzeugte Tscherenkowstrahlung detektieren. Das Solarmodul auf der Oberseite jeder Oberflächendetektorstation liefert die für die Elektronik und zum Laden eines Akkumulators benötigte elektrische Leistung. Während

<sup>2</sup>Tyvek ist ein Kunststoff-Vliesstoff der Firma DuPont. Für weitere Details zu Tyvek wird auf den Artikel [All08] verwiesen.

der Nacht versorgt dieser Akkumulator die Oberflächendetektorstation mit elektrischer Leistung. Zur kabellosen Kommunikation mit einem zentralen Datenerfassungssystem besitzt jede Oberflächendetektorstation eine Antenne. Die Oberflächendetektorstation verfügt zusätzlich zur Bestimmung der genauen Uhrzeit, bei der Tscherenkowstrahlung registriert wurde, über ein GPS-Modul (Global Positioning System, GPS).

### 3.1.2 Fluoreszenzdetektor

Der Fluoreszenzdetektor ist sensitiv auf Fluoreszenzlicht, das überwiegend von dem durch Teilchenschauer in der Erdatmosphäre angeregten Stickstoff (der Hauptbestandteil der Luft) stammt. Dadurch lässt sich das longitudinale Profil eines Luftschauers beobachten, aus dem charakteristische Luftschauereigenschaften, wie z.B. die Tiefe des Schauermaximums  $X_{\max}$ , berechnet werden können. Der Fluoreszenzdetektor des PAOs besteht aus 24 Fluoreszenzteleskopen, die sich in 4 Gebäuden mit je 6 Fluoreszenzteleskopen am Rand des ca. 3000 km<sup>2</sup> großen Detektorfelds befinden. Benannt sind die 4 Gebäude nach ihrem geografischen Standort: Los Leones, Los Morandos, Loma Amarilla und Coihueco (vgl. Abbildung 3.1). Eine schematische Darstellung eines Gebäudes des Fluoreszenzdetektors des PAOs zeigt Abbildung 3.3. Jedes Fluoreszenzteleskop be-



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung eines Gebäudes des Fluoreszenzdetektors des PAOs. In jedem Gebäude befinden sich sechs Fluoreszenzteleskope. Aus dem Artikel [Aug13a].

sitzt ein Sichtfenster von  $30^\circ \times 30^\circ$ , sodass die sechs Fluoreszenzteleskope in einem Gebäude zusammen ein horizontales Sichtfenster von  $180^\circ$  (im Azimut) aufweisen. Der Spiegel jedes Fluoreszenzteleskops ist segmentiert und hat eine Fläche von  $10 \text{ m}^2$ . Er

bündelt das durch Teilchenschauer in der Atmosphäre ausgelöste Fluoreszenzlicht auf eine Kamera, die aus 440 Photoelektronenvervielfachern besteht.

Da das Fluoreszenzlicht relativ schwach ist, kann der Fluoreszenzdetektor nur in klaren und mondlichtlosen Nächten betrieben werden, sodass die relative Betriebsdauer nur ca. 13% des Jahres beträgt. (Dagegen beträgt die relative Betriebsdauer des Oberflächendetektors nahezu 100% des Jahres.) Wegen der weitaus schlechteren Statistik der Fluoreszenzdetektordaten werden für die Analysen in dieser Arbeit die Oberflächendetektordaten verwendet.

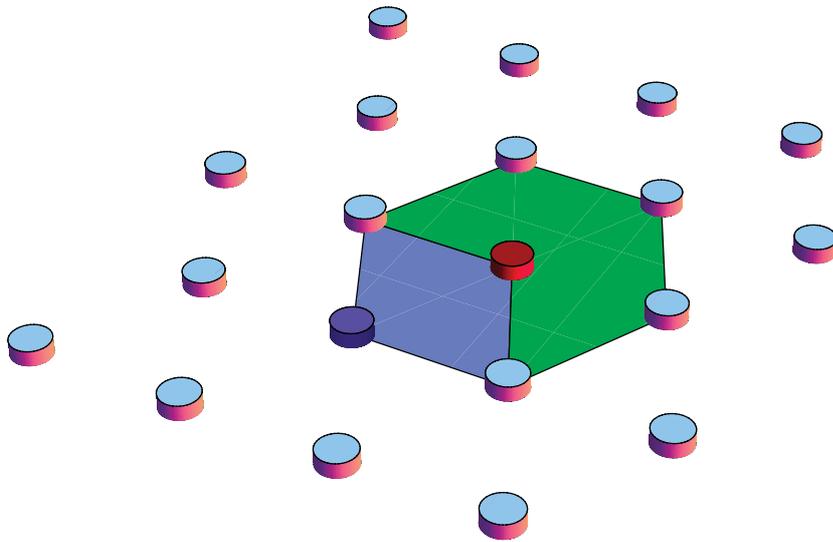
### 3.1.3 Ereignisrekonstruktion

Es gibt zwei unterschiedliche Programme, um aus den vom PAO aufgezeichneten Daten wichtige Eigenschaften der kosmischen Strahlung, wie z.B. die Energie  $E$  oder die Ankunftsrichtung der Teilchen, zu rekonstruieren (Ereignisrekonstruktion). Diese Programme sind das CDAS-Rekonstruktionsprogramm (engl.: Central Data Acquisition System, CDAS) und das Auger-Offline-Programm. Beide Programme sind in der Lage, aus den Daten des Oberflächendetektors des PAOs die Eigenschaften der kosmischen Strahlung zu rekonstruieren. Das CDAS-Rekonstruktionsprogramm wird verwendet, um die Herald-Datei zu erzeugen, die alle rekonstruierten Ereignisse enthält, die den sogenannten T4-Trigger (siehe weiter unten) erfüllen.

Um zu gewährleisten, dass es sich bei den vom Oberflächendetektor gemessenen Daten nicht um Hintergrundrauschen oder uninteressante Ereignisse handelt, wurde für den Oberflächendetektor des PAOs eine hierarchische Trigger-Kette implementiert. Detailliert ist diese im Artikel [All05] beschrieben. Die Trigger-Kette besteht aus zwei lokalen Triggern der Stufen 1 (T1) und 2 (T2), dem Array-Trigger (T3) der Stufe 3, dem Physikalischen-Ereignis-Trigger (T4) der Stufe 4 und dem Qualitäts-Trigger (T5) der Stufe 5. Die lokalen Trigger T1 und T2 sind bereits Teil der in jedem Oberflächendetektor installierten Elektronik und stellen Anforderungen an die Signalstärke der Photoelektronenvervielfacher und an ihre zeitliche Koinzidenz. Der Array-Trigger T3 wird vom zentralen Datenerfassungssystem eingesetzt und fordert eine zeitliche und räumliche Korrelation der Signale von 3 oder mehr Stationen (mindestens eine Oberflächendetektorstation, ihr nächster Nachbar und einer ihrer übernächsten Nachbarn müssen in einem kurzen Zeitfenster ein Signal senden), die den Trigger der Stufe 2 erfüllen. Für gewöhnlich werden alle Daten, die den Trigger der Stufe 3 erfüllen, gespeichert. Der 4C1-T4-Trigger<sup>3</sup> fordert, dass eine Oberflächendetektorstation und mindestens drei ihrer sechs direkten Nachbarn dem T3-Trigger genügen. Die Signaldifferenz der von den einzelnen Oberflächendetektorstationen gesendeten Signale soll vereinbar mit der Lichtgeschwindigkeit sein. Für eine gute Qualität der aus den Signalen des Oberflächendetektors rekonstruierten Eigenschaften der UHECR-Teilchen wird bei Anisotropieanalysen (siehe z.B. den Artikel [P. 10]) meistens der T5-ICRC-2005-Posterior-Trigger auf die Oberflächendetektor-Daten angewandt. Damit Daten

<sup>3</sup>Bei dem 4C1-T4-Trigger handelt es sich um einen speziellen T4-Trigger. Daneben gibt es noch den 3ToT-T4-Trigger, der detailliert in [All05] beschrieben ist.

diesem speziellen T5-Trigger genügen, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein (siehe Abbildung 3.4): Die Oberflächendetektorstation mit dem stärksten Signal (in Abbildung 3.4 rot) muss von mindestens 5 funktionierenden Oberflächendetektorstationen umgeben sein, die zusammen die in Abbildung 3.4 grün eingefärbte Fläche einschließen. Lediglich die blau eingefärbte Oberflächendetektorstation darf fehlen oder nicht funktionieren. Ereignisse werden nur dann akzeptiert, wenn zusätzlich der rekonstruierte Kern des Luftschauers in der grünen Fläche liegt, d.h. der rekonstruierte Kern des Luftschauers muss sich innerhalb eines gleichseitigen Dreiecks von funktionierenden Oberflächendetektorstationen befinden. Die Herald-Datei, die die CDAS-Herald-



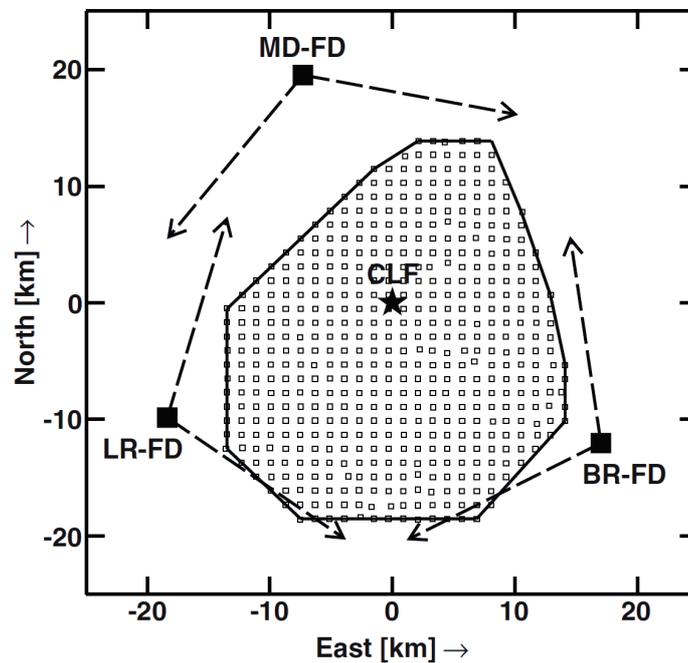
**Abbildung 3.4:** Skizze zum T5-Trigger: Die Oberflächendetektorstation mit dem stärksten Signal (rot) muss von mindestens 5 funktionierenden Oberflächendetektorstationen (bunt) umgeben sein, die zusammen die grün eingefärbte Fläche einschließen. Nur eine benachbarte Oberflächendetektorstation (blau) darf fehlen oder nicht funktionieren. Ereignisse werden nur akzeptiert, wenn zusätzlich der rekonstruierte Kern des Luftschauers in der grünen Fläche liegt.

Daten enthält, wurde in der Vergangenheit nach Anwendung des T5-Triggers fast ausschließlich für Untersuchungen der Anisotropie der kosmischen Strahlung verwendet [Abr07, P. 10]. Aus diesem Grund wird zur besseren Vergleichbarkeit auch in dieser Arbeit der T5-Trigger auf die CDAS-Herald-Daten und auf die mit dem Offline-Programm rekonstruierten Ereignisse angewandt.

## 3.2 Teleskop-Array

Das TA ist ein großer Detektor zur Untersuchung der UHECR. Es befindet sich in den USA im Bundesstaat Utah in Millard County und somit auf der Nordhemisphäre der

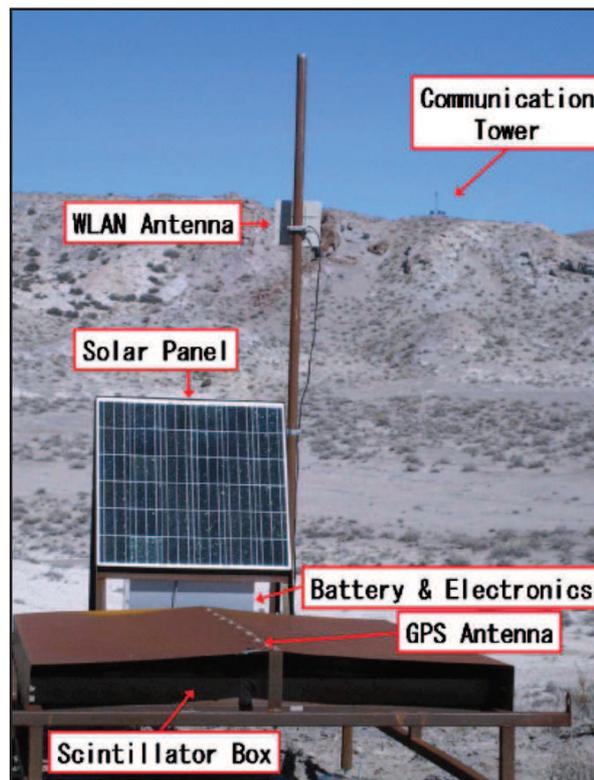
Erde. Das TA enthält sowohl einen ca.  $680 \text{ km}^2$  großen Oberflächendetektor, der jedoch nur aus 507 Oberflächendetektorstationen besteht, als auch einen Fluoreszenzdetektor, der aus 38 nicht baugleichen Fluoreszenzteleskopen besteht, die sich in 3 Gebäuden außerhalb des Oberflächendetektors befinden. Die Oberflächendetektorstationen sind mit  $1,2 \text{ km}$  Abstand in einem Quadratgitter angeordnet. Eine Skizze des TAs zeigt Abbildung 3.5. Im Folgenden werden der Oberflächendetektor und der Fluoreszenzdetektor genauer beschrieben. Eine Beschreibung der für diese Arbeit nicht relevanten Detektorerweiterung TALE (Telescope Array Low Energy extension) ist in dem Artikel [TAL09] zu finden.



**Abbildung 3.5:** Skizze des TAs im Bundesstaat Utah in den USA. Die 507 mit einem Abstand von  $1,2 \text{ km}$  in einem Quadratgitter angeordneten Oberflächendetektorstationen sind durch Quadrate mit schwarzem Rand dargestellt und bilden den ca.  $680 \text{ km}^2$  großen Oberflächendetektor des TAs. Außerhalb des Oberflächendetektorfelds befinden sich die 38 nicht baugleichen Fluoreszenzteleskope, die das Detektorfeld überblicken, in den 3 Gebäuden Black Rock Mesa (BR) mit 12 Fluoreszenzteleskopen, Middle Drum (MD) mit 14 alten Fluoreszenzteleskopen vom HiRes-Experiment [ST07] und Long Ridge (LR) mit ebenfalls 12 Fluoreszenzteleskopen. Pfeile verdeutlichen die Sichtfenster der in den drei Gebäuden befindlichen Fluoreszenzteleskope. Durch CLF (Central Laser Facility) wird die Position der zentralen Lasereinrichtung markiert, die u.a. für atmosphärische Messungen verwendet wird. Aus dem Artikel [TTAC13].

### 3.2.1 Oberflächendetektor

Der Oberflächendetektor des TAs besteht aus 507 Oberflächendetektorstationen, die eine Fläche von ca. 680 km<sup>2</sup> bedecken. Er ist damit viel kleiner als der ungefähr 3000 km<sup>2</sup> große Oberflächendetektor des PAOs. Die einzelnen Oberflächendetektorstationen sind mit einem Abstand von 1,2 km in einem Quadratgitter angeordnet. Eine Oberflächendetektorstation ist in Abbildung 3.6 dargestellt und unterscheidet sich deutlich von den Oberflächendetektorstationen des PAOs. Jede Oberflächendetektorstation des TAs



**Abbildung 3.6:** Eine Oberflächendetektorstation des TAs. Sie besteht aus einem Gehäuse mit dem Plastikszintillator, einem Solarmodul zur Energieversorgung, einem Akkumulator, Elektronik, einer Antenne zum Empfang des GPS-Zeit-Signals und einer WLAN-Antenne zur Übertragung der Daten an das Datenerfassungssystem. Aus dem Artikel [TTAC12].

besitzt einen Plastik-Szintillator mit einer Fläche von 3 m<sup>2</sup>, der aus zwei Schichten mit einer Dicke von je 12 mm besteht. Die Versorgung der Elektronik mit elektrischer Leistung erfolgt durch ein Solarmodul, das tagsüber zusätzlich einen Akku auflädt, der die Elektronik bei Nacht versorgt. Die detektierten Daten werden mittels WLAN zu einem Datenerfassungssystem übertragen. Aufgrund dieser Konstruktion mit flachen Plastik-Szintillatoren können nur Teilchen mit Zenitwinkeln  $\Theta < 45^\circ$  akzeptiert werden. Neben der gegenüber dem PAO kleineren Oberflächendetektorfläche des TAs schränkt dies den detektierten Fluss kosmischer Strahlung zusätzlich ein. Wie der Oberflächendetektor

des PAOs, erreicht auch der Oberflächendetektor des TAs eine relative Betriebsdauer von nahezu 100%.

### 3.2.2 Fluoreszenzdetektor

Der Fluoreszenzdetektor des TAs besteht aus 38 nicht baugleichen Fluoreszenzteleskopen, die sich in 3 Gebäuden außerhalb des ca. 680 km<sup>2</sup> großen Oberflächendetektorfelds befinden (siehe Abbildung 3.5). Diese Gebäude heißen Black Rock Mesa (BR), Middle Drum (MD) und Long Ridge (LR). Die Gebäude BR und LR enthalten jeweils 12 baugleiche Fluoreszenzteleskope, während das Gebäude MD wieder verwertetes Material vom HiRes-Experiment, wie z.B. die 14 HiRes-II-Spiegel mit einem Durchmesser von je 2 m, enthält. Die Fluoreszenzteleskope der Gebäude BR und LR besitzen Spiegel mit einem Durchmesser von jeweils 3,3 m.

Auch der Fluoreszenzdetektor des TAs kann nur bei klaren, mondlichtlosen Nächten betrieben werden, was zu einer relativen Betriebsdauer von nur ungefähr 10% führt. Aufgrund der weitaus schlechteren Statistik der Fluoreszenzdetektordaten werden in dieser Arbeit nur die Oberflächendetektordaten des TAs verwendet.

### 3.2.3 Ereignisrekonstruktion

Die TA Collaboration besitzt ihre eigenen Algorithmen zur Rekonstruktion der Teilcheneigenschaften (wie z.B. Energie und Ankunftsrichtung) aus den gemessenen Daten. Diese Algorithmen sind für die vorliegende Arbeit jedoch nicht relevant, weil hier keine Rekonstruktion von TA-Daten vorgenommen wird. Stattdessen werden die bereits rekonstruierten Daten aus dem Artikel [T. 12] verwendet.



# 4 Simulation der Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung

Die Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung durch das extragalaktische Magnetfeld und durch das galaktische Magnetfeld der Milchstraße wurde mit Hilfe des Monte-Carlo-Codes CRPropa simuliert. Im Folgenden werden CRPropa in Abschnitt 4.1 und Modelle für das galaktische Magnetfeld in Abschnitt 4.2 beschrieben. Danach wird in Abschnitt 4.3 das in dieser Arbeit verwendete Modell für das extragalaktische Magnetfeld vorgestellt. Der Einfluss der unterschiedlichen Magnetfelder auf die Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung wird auf der Grundlage von Simulationsergebnissen gezeigt.

## 4.1 Monte-Carlo-Code CRPropa

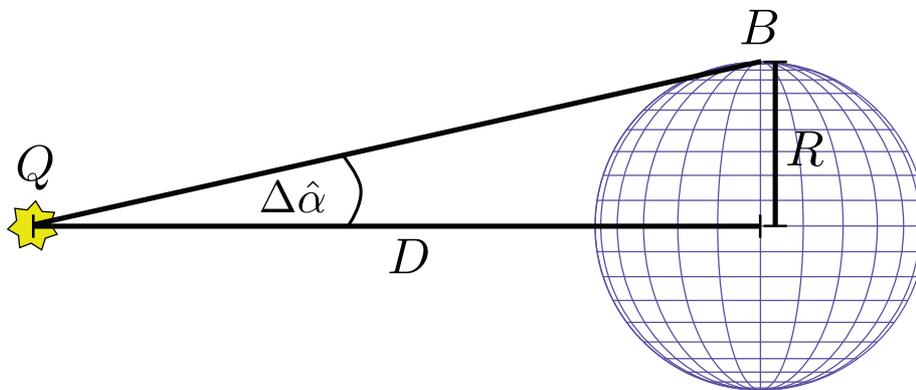
Der Monte-Carlo-Code CRPropa wurde ursprünglich von Erich Armengaud et al. entwickelt [ASBM07]. Für die Simulation der Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung im extragalaktischen Magnetfeld wurde für diese Arbeit die neuere und verbesserte Version 2.0 verwendet [KKM<sup>+</sup>13]. Der Quellcode des Programms CRPropa ist öffentlich und frei verfügbar. Neben der Propagation von Protonen kann mit CRPropa auch die Propagation schwererer Nukleonen bis hin zu Eisenkernen simuliert werden. CRPropa ist in der Lage, auch die Sekundärteilchen der Nukleonen (wie z.B. Neutrinos und Photonen) mit zu simulieren. Das Programm verfügt über einen eindimensionalen und einen dreidimensionalen Simulationsmodus. Im eindimensionalen Simulationsmodus können kosmologische Effekte, wie z.B. die Rotverschiebungsabhängigkeit der Photonenhintergründe und die zu Energieverlusten führende adiabatische Expansion des Universums, mitsimuliert werden. Im dreidimensionalen Simulationsmodus können kosmologische Effekte dagegen nicht berücksichtigt werden<sup>1</sup>. Der Energieverlust durch die adiabatische Expansion des Universums<sup>2</sup> ist besonders groß für von der Erde weit entfernte Teilchenquellen. Dagegen ist er für erdnahe Quellen mit  $z \ll 1$  i.d.R. vernachlässigbar. Anders als im eindimensionalen Simulationsmodus kann im dreidimensionalen Simulationsmodus der Einfluss eines extragalaktischen Magnetfelds

---

<sup>1</sup>Hierfür bräuchte man einen vierdimensionalen Simulationsmodus.

<sup>2</sup>Der Energieverlust eines UHECR-Kerns mit der Anfangsenergie  $E_i$ , der von einer Quelle mit Rotverschiebung  $z$  zur Erde propagiert, ist gegeben durch  $\Delta E = E_i/(1+z)$ .

berücksichtigt werden. Dazu können extragalaktische Magnetfelder eingelesen werden, die in einem regelmäßigen Gitter mit kubischen Gitterzellen gegeben sind. Grenzen für die Auflösung des Magnetfeldgitters sind nur durch den zur Verfügung stehenden Arbeitsspeicher gesetzt. Im dreidimensionalen Simulationsmodus unterscheidet man weiter zwischen einem Modus, in dem die gesamten Trajektorien der UHECR-Kerne gespeichert werden, und dem Ereignismodus, bei dem nur die Eigenschaften des Teilchens (z.B. Ort, Impuls und Energie) zum Beginn der Simulation und zu dem Zeitpunkt, bei dem das Teilchen auf den kugelförmigen Beobachter (Beobachtkugel) mit Radius  $R$  trifft, gespeichert werden. Bei diesem Ereignismodus ist der Radius  $R$  der Beobachtkugel mit dem maximalen Winkelfehler  $\Delta\hat{\alpha} = \arctan(R/D)$  verbunden, wenn  $D$  der Abstand der Beobachtkugel von der Teilchenquelle ist (siehe Abbildung 4.1). Die Beobachtkugel kann auch einzelne Teilchenquellen einschließen.



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung der Teilchendetektion in CRPropa. Die Beobachtkugel  $B$  mit dem Radius  $R$  befindet sich im Abstand  $D$  von der Teilchenquelle  $Q$ . Der damit verbundene maximale Winkelfehler beträgt  $\Delta\hat{\alpha} = \arctan(R/D)$ .

In CRPropa-Simulationen können auch der Mikrowellen-Hintergrund (engl.: Cosmic Microwave Background, CMB), der Infrarot-Hintergrund (engl.: Infrared Background, IRB) und der Radiohintergrund (engl.: Radio Background, RB) berücksichtigt werden. Das Programm berücksichtigt im Zusammenhang mit der Wechselwirkung der UHECR-Kerne mit den elektromagnetischen Hintergründen auf Wunsch auch die Photo-Pion-Produktion, die Paarproduktion und die Photodisintegration. Da die genauen Intensitätsverteilungen des IRB und des RB nicht bekannt sind, wurden in CRPropa für beide Hintergründe unterschiedlich starke Versionen implementiert [KKN<sup>+</sup>09, AB10]. Die Teilchenquellen in CRPropa emittieren Teilchen isotrop in alle Raumrichtungen. Ihre Positionen können sowohl als kontinuierliche Verteilung als auch in Form einer Liste diskreter Positionen angegeben werden.

Zur Zeit wird schon am Nachfolger CRPropa 3.0 gearbeitet [BEE<sup>+</sup>13]. Dabei wird CRPropa 2.0 zunächst in modularem Stil neu programmiert. Neue Erweiterungen, wie z.B. Funktionen zur Simulation der Propagation von Teilchen im galaktischen Magnetfeld, sind bereits implementiert.

## 4.2 Galaktisches Magnetfeld

Da sich wegen der Größe der Milchstraße (eine Spiralgalaxie) weder ihr Magnetfeld noch dessen genaue Orientierung direkt messen lassen, wird zur indirekten Messung des galaktischen Magnetfelds meistens der Faraday-Effekt ausgenutzt. Dieser führt zu einer von der Stärke des galaktischen Magnetfelds abhängigen Drehung der Polarisationssebene linear polarisierter elektromagnetischer Strahlung, die z.B. von Pulsaren oder extragalaktischen Radioquellen stammt und auf dem Weg zur Erde durch das galaktische Magnetfeld der Milchstraße propagiert. Neben dieser Rotationsmessung (RM) werden zur indirekten Messung des galaktischen Magnetfelds auch Radiobeobachtungen der galaktischen Synchrotronstrahlung durchgeführt, die von in der Milchstraße magnetisch eingeschlossenen Elektronen stammt. Da sich die Erde innerhalb der galaktischen Ebene der Milchstraße bewegt, ist es nicht möglich, von Außen auf die galaktische Ebene der Milchstraße zu schauen. Dadurch ist die Bestimmung der Struktur des galaktischen Magnetfelds der Milchstraße viel schwieriger, als die Bestimmung des galaktischen Magnetfelds benachbarter Galaxien, bei denen man von Außen auf die galaktische Ebene schauen kann. In Übereinstimmung mit Beobachtungen anderer Spiralgalaxien wird deshalb angenommen, dass die großskalige Struktur des regulären galaktischen Magnetfelds der Milchstraße ihren optisch sichtbaren Spiralarmen folgt. Neben dem galaktischen Magnetfelds der Milchstraße gibt es noch das sogenannte Halo-Magnetfeld, das einen torusförmigen oder näherungsweise kugelförmigen Bereich umfasst, der deutlich größer als die Milchstraße ist und in dessen Zentrum sich die galaktische Ebene der Milchstraße befindet. Im Folgenden werden für das galaktische Magnetfeld der Milchstraße in Abschnitt 4.2.1 zwei unterschiedliche neuere Modelle von Jansson und Farrar und in Abschnitt 4.2.2 zum Vergleich ein älteres Modell von Harrari, Mollerach und Roulet vorgestellt.

### 4.2.1 JF12-Magnetfeld

Im Jahr 2012 stellten Jansson und Farrar zwei Modelle für das Magnetfeld der Milchstraße vor, die in der Literatur meistens mit JF12-Modell bzw. mit JF12F-Modell bezeichnet werden. Während es sich bei dem JF12-Modell [JF12b] um ein 22-Parameter-Modell für das reguläre galaktische Magnetfeld und das Halo-Magnetfeld handelt, ist das JF12F-Modell [JF12a] ein 35-Parameter-Modell, das zusätzlich auch kleinskalige und überwiegend zufällig ausgerichtete Magnetfelder (auch "Zufallsmagnetfelder" genannt) beschreibt. Die Modelle von Jansson und Farrar zeichnen sich vor allem dadurch aus, dass sehr viele experimentelle Daten, wie z.B. die WMAP7-Daten zur galaktischen Synchrotronstrahlung und mehr als  $4 \cdot 10^4$  Rotationsmessungen, zum Bestimmen ihrer Parameter berücksichtigt wurden. Dies ist in älteren Modellen, wie z.B. dem in Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Modell von Harrari, Mollerach und Roulet, nicht der Fall. Da das JF12F-Modell von allen Magnetfeldmodellen am besten zu den vorhandenen Messdaten passt [JF12a], wurde es für diese Arbeit verwendet.

Während die Propagation kosmischer Strahlung im extragalaktischen Magnetfeld mit

dem Programm CRPropa 2.0 simuliert werden konnte, musste zur Simulation der Propagation kosmischer Strahlung im galaktischen Magnetfeld, für das das JF12F-Modell verwendet wurde, das Programm CRPropa 3.0 [BEE<sup>+</sup>13] eingesetzt werden. Mit diesem Programm wurden zunächst für unterschiedliche Energien Antiprotonen von der Erde bis zu den Grenzen unserer Galaxie (rückwärts) propagiert [Wal13]. Dabei wurden aufgrund der verglichen mit extragalaktischen Abständen relativ kurzen Distanzen innerhalb unserer Galaxie Wechselwirkungen mit den Photonenhintergründen und der interstellaren Materie vernachlässigt.<sup>3</sup> Aus diesen Simulationsdaten wurden anschließend Matrizen erzeugt, die die Eintrittsrichtungen  $(\theta_i, \phi_i)$  der kosmischen Strahlung in die Galaxie auf die mit den Wahrscheinlichkeiten  $P_{\theta_i, \phi_i}$  auftretenden Ankunftsrichtungen  $(\tilde{\theta}_i, \tilde{\phi}_i)$  der kosmischen Strahlung auf der Erde abbilden. Dabei ist  $i$  ein Index, der die Eintrittsrichtungen  $(\theta_i, \phi_i)$  und Ankunftsrichtungen  $(\tilde{\theta}_i, \tilde{\phi}_i)$  bei einer Raumwinkelauflösung von ca.  $1^\circ$  durchnummeriert. In Abbildung 4.2 ist die typische Ablenkung von Protonen mit der Energie  $E = 50 \text{ EeV}$  im galaktischen JF12-Magnetfeld dargestellt.

Jede der so berechneten Matrizen entspricht einem bestimmten Energieintervall. Für diese Arbeit wurde eine Energieauflösung von  $\log(\Delta E/\text{eV}) = 0,02$  gewählt. Zur Berücksichtigung des galaktischen Magnetfelds wurden diese Matrizen auf die Simulationsergebnisse von CRPropa 2.0 angewendet. Dies ist die sogenannte ‐Linsenmethode‐ [BES<sup>+</sup>13]. Die Linsenmethode wurde bereits in dem Programm PARSEC [BES<sup>+</sup>13] implementiert. Da dieses Programm bisher jedoch noch fehlerhaft ist (die Ablenkungen im galaktischen Magnetfeld sind um den Faktor  $\sim 3$  zu groß), wurde die Linsenmethode für diese Arbeit neu implementiert.

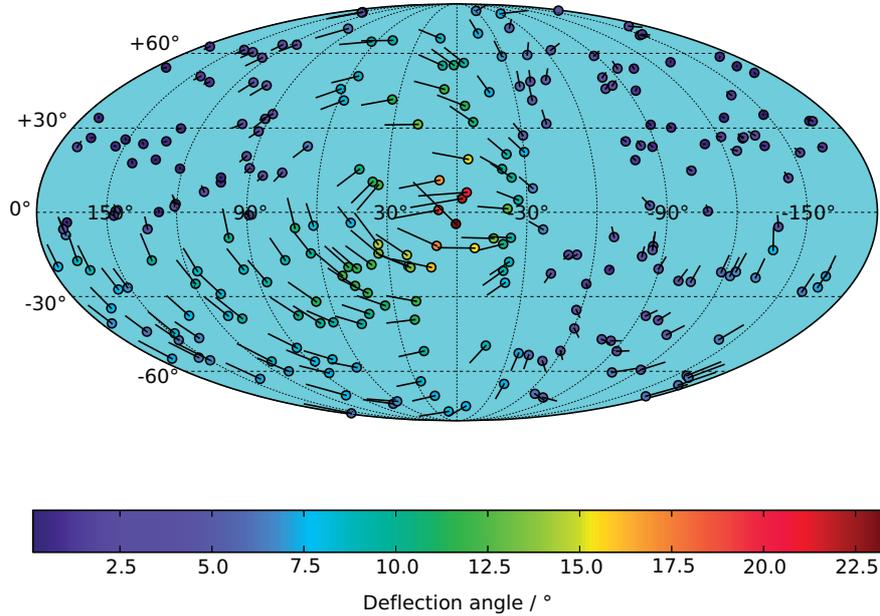
Die mittleren Ablenkungen von Teilchen der kosmischen Strahlung, die isotrop auf die Milchstraße treffen und auf ihrem Weg zur Erde durch das galaktische Magnetfeld abgelenkt werden, sind für unterschiedliche Teilchenenergien  $E$  und Ladungszahlen  $Z$  in den Abbildungen 4.3 (JF12-Modell) bzw. 4.4 (JF12F-Modell) dargestellt. In Abbildung 4.4 ist deutlich zu sehen, dass Eisenkerne in der UHECR sogar für hohe Energien von 50 EeV bis 150 EeV durch das galaktische Magnetfeld so stark abgelenkt werden, dass man für Eisenkerne in diesem Energiebereich in den meisten Himmelsrichtungen keine ausgeprägte  $3.1^\circ$ -Korrelation ihrer Ankunftsrichtungen mit den Positionen möglicher erdnahe Quellen der kosmischen Strahlung erwarten kann. Für Protonen sind die Ablenkungen durch das galaktische Magnetfeld erwartungsgemäß viel kleiner.

### 4.2.2 BSS-S-Magnetfeld

Ein alternatives Modell für das galaktische Magnetfeld der Milchstraße ist das ältere BSS-S-Modell [HMR99] von Harrari, Mollerach und Roulet aus dem Jahr 1999. Die

---

<sup>3</sup>Durch diese Vernachlässigung von Energieverlusten und weil die Ablenkung von Teilchen im galaktischen Magnetfeld rigiditätsabhängig ist (d.h. Kerne mit der Ladungszahl  $Z$  und der Energie  $Z \cdot E$  werden genauso im galaktischen Magnetfeld abgelenkt wie Protonen mit der Energie  $E$ ), war es ausreichen, diese Simulation nur für Antiprotonen durchzuführen. Anderenfalls hätten analoge Simulationen für jede relevante Kernladungszahl  $Z$  durchgeführt werden müssen.



**Abbildung 4.2:** Mollweide-Projektion in galaktischen Koordinaten der typischen Ablenkung von Protonen mit der Energie  $E = 50 \text{ EeV}$  im galaktischen JF12-Magnetfeld. Die schwarzen Linien verbinden die Punkte, die den Eintrittsrichtungen der Protonen in die Galaxie markieren, mit den Punkten, die die dazugehörigen Ankunftsrichtungen der Protonen auf der Erde kennzeichnen. Die Ankunftsrichtungen sind durch farbige Kreise markiert, deren Farben von der Ablenkung der Protonen im galaktischen Magnetfeld abhängen.

Abkürzung BSS (Bisymmetric Spiral) im Namen dieses Magnetfeldmodells weist darauf hin, dass sich dieses Magnetfeld unter der Transformation  $\theta \rightarrow \theta + \pi$  des Azimutwinkels  $\theta$  (dies entspricht einer Rotation um  $180^\circ$ ) antisymmetrisch verhält, wenn galaktozentrische Zylinderkoordinaten  $(\rho, \theta, \tilde{z})$  verwendet werden, bei denen  $\tilde{z} = 0$  die galaktische Ebene beschreibt und der Koordinatenursprung im galaktischen Zentrum der Milchstraße liegt. Dabei sind  $\tilde{z}$  die Höhe über der galaktischen Ebene,  $\theta$  der Azimutwinkel und  $\rho$  der Abstand von der senkrecht zur galaktischen Ebene durch das galaktische Zentrum verlaufenden Achse. Das zusätzliche S im Namen des BSS-S-Modells ist ein Hinweis darauf, dass dieses Magnetfeld unter der Transformation  $\tilde{z} \rightarrow -\tilde{z}$  (dies entspricht einer Spiegelung an der galaktischen Ebene) invariant ist.

In dem BSS-S-Modell wird für die Flussdichte  $B(\rho, \theta)$  des entlang der Spiralarme der Milchstraße gerichteten Magnetfelds in der galaktischen Ebene die Form

$$B(\rho, \theta) = b(\rho) \cos\left(\theta - \frac{1}{\tan(p)} \ln\left(\frac{\rho}{\xi_0}\right)\right) \quad (4.1)$$

mit der Funktion

$$b(\rho) = 3 \frac{R_0}{\rho} \tanh^3 \left( \frac{\rho}{\rho_1} \right) \mu\text{G} \quad (4.2)$$

angenommen. Dabei sind  $p = -10^\circ$  der Pitch-Winkel der Spiralgalaxie,  $\xi_0 = 10,55$  kpc ein Parameter,  $R_0 = 8,5$  kpc der Abstand der Sonne vom galaktischen Zentrum und  $\rho_1 = 2$  kpc ein weiterer Parameter. Die radiale und azimutale Komponente  $B_\rho$  bzw.  $B_\theta$  in der galaktischen Ebene sind dann durch

$$B_\rho = B(\rho, \theta) \sin(p), \quad (4.3)$$

$$B_\theta = B(\rho, \theta) \cos(p) \quad (4.4)$$

gegeben. Um das Magnetfeld auch außerhalb der galaktischen Ebene zu beschreiben, wird  $B(\rho, \theta)$  mit einer geeigneten  $\tilde{z}$ -abhängigen Funktion  $f(\tilde{z})$  multipliziert (dies kann auch als Berücksichtigung eines Halo-Magnetfelds angesehen werden):

$$B(\rho, \theta, \tilde{z}) = B(\rho, \theta) f(\tilde{z}). \quad (4.5)$$

Die Funktion  $f(\tilde{z})$  ist durch

$$f(\tilde{z}) = \frac{1}{2 \cosh\left(\frac{\tilde{z}}{z_1}\right)} + \frac{1}{2 \cosh\left(\frac{\tilde{z}}{z_2}\right)} \quad (4.6)$$

gegeben. Für die Parameter  $z_1$  und  $z_2$  werden in dem Artikel [HMR99] die Werte  $z_1 = 0,3$  kpc und  $z_2 = 4,0$  kpc empfohlen.

Die Ablenkungen von mit der Energie  $E = 50$  EeV isotrop auf die Milchstraße treffenden Protonen sind zum Vergleich in Abbildung 4.5 für das JF12-Magnetfeldmodell, das JF12F-Magnetfeldmodell und das BSS-S-Magnetfeldmodell dargestellt. Die Ablenkungen der Protonen sind BSS-S-Magnetfeldmodell deutlich kleiner als in den anderen beiden Magnetfeldmodellen.

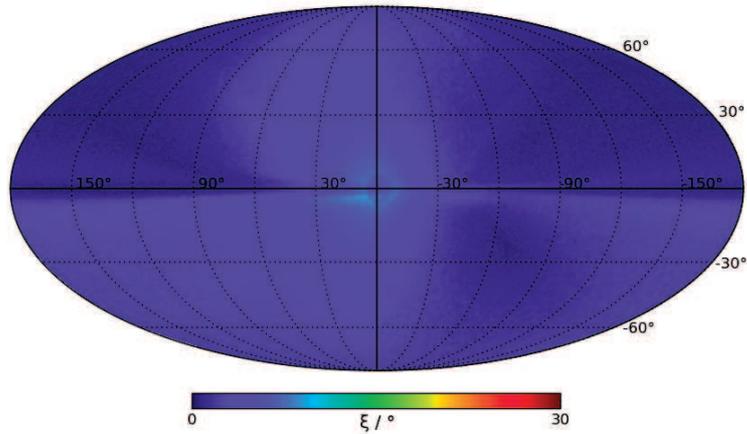
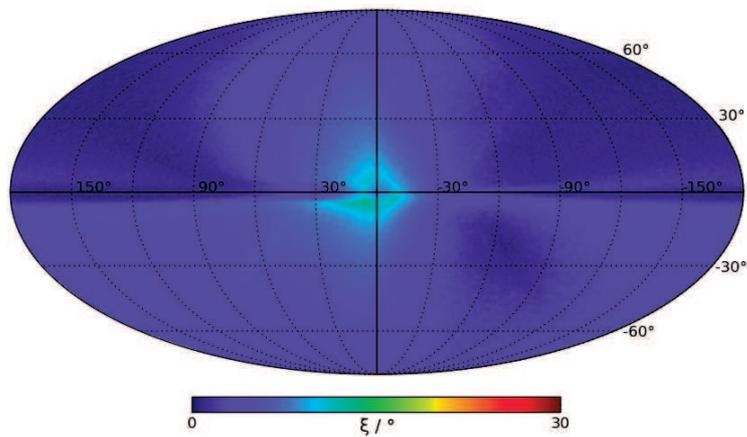
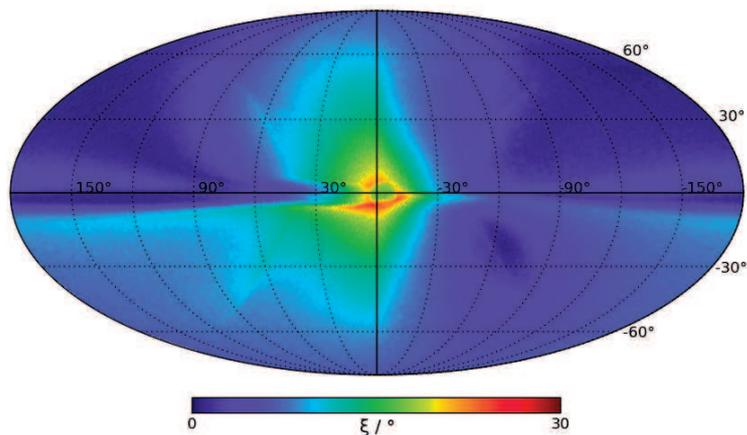
### 4.3 Extragalaktisches Magnetfeld

Da sich auch das extragalaktische Magnetfeld nicht direkt messen lässt, ist man auch hier auf indirekte Messungen angewiesen. Wieder wird zur indirekten Messung meistens der Faraday-Effekt ausgenutzt. Dieser liefert z.B. Informationen über  $\|\vec{B}\|$  in der Umgebung von Clustern. Es gibt unterschiedliche Modelle für das extragalaktische Magnetfeld [DGST05, DKRC08] (siehe z.B. den Artikel [KO11] für einen Vergleich). Ein Modell, dass die Teilchen im Mittel stärker ablenkt, als die meisten anderen Modelle, ist das Miniati-Magnetfeld. Da sich diese Arbeit mit der Anisotropie der kosmischen Strahlung beschäftigt und starke Magnetfelder die kosmische Strahlung isotrop werden lassen, wurde für diese Arbeit das Miniati-Magnetfeld als Modell für das extragalaktische Magnetfeld ausgewählt. (Anisotropien, die bei Verwendung des starken Miniati-Magnetfelds zu sehen sind, treten bei anderen Magnetfeldmodellen erst recht

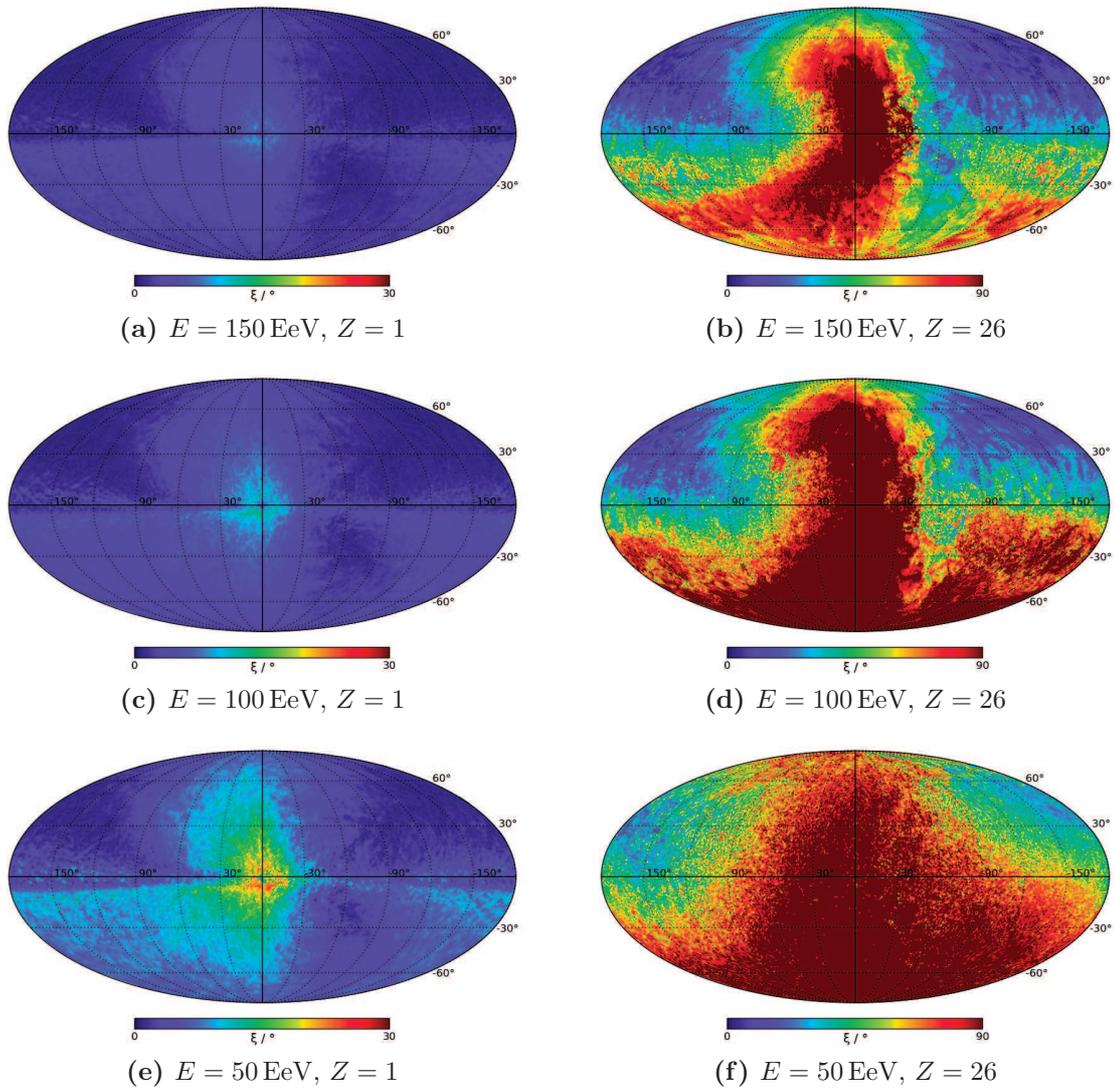
auf.)

### 4.3.1 Miniati-Magnetfeld

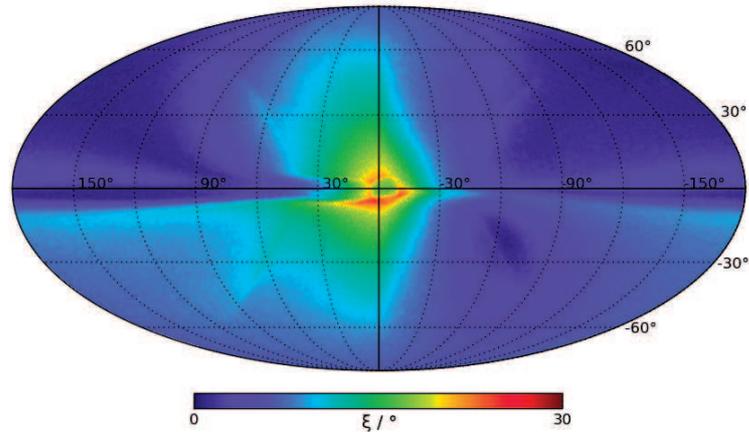
Das in dieser Arbeit verwendete Modell für das extragalaktische Magnetfeld ist das Miniati-Magnetfeld [SME04]. Seine dreidimensionale Struktur zeigt Abbildung 4.6. Das kubische Miniati-Magnetfeld besitzt eine Kantenlänge von 75 Mpc und besteht aus  $256^3$ -Datenpunkten. Typische Trajektorien von Protonen im Miniati-Magnetfeld wurden mit dem Programm CRPropa 2.0 simuliert und sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

(a)  $E = 150 \text{ EeV}, Z = 1$ (b)  $E = 100 \text{ EeV}, Z = 1$ (c)  $E = 50 \text{ EeV}, Z = 1$ 

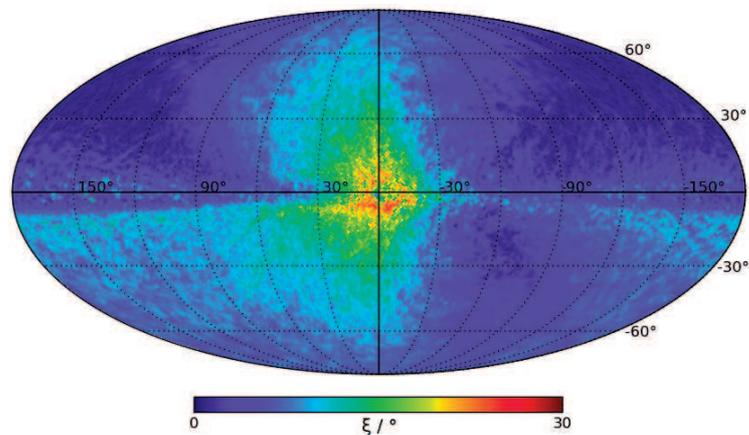
**Abbildung 4.3:** Mollweide-Projektion in galaktischen Koordinaten der Ablenkung von isotrop auf die Milchstraße treffenden Teilchen der kosmischen Strahlung mit Energie  $E$  und Kernladungszahl  $Z$  im JF12-Magnetfeld.  $\xi$  gibt die mittlere Ablenkung pro Pixel an. Erwartungsgemäß werden die Teilchen mit zunehmender Energie vom galaktischen Magnetfeld immer schwächer abgelenkt.



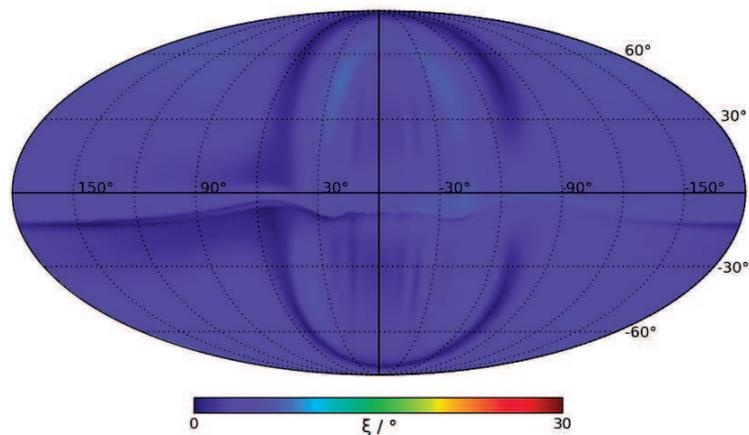
**Abbildung 4.4:** Mollweide-Projektion in galaktischen Koordinaten der Ablenkung von isotrop auf die Milchstraße treffenden Teilchen der kosmischen Strahlung mit Energie  $E$  und Kernladungszahl  $Z$  im JF12F-Magnetfeld.  $\xi$  gibt die mittlere Ablenkung pro Pixel an. Erwartungsgemäß werden die Teilchen mit zunehmender Energie vom galaktischen Magnetfeld immer schwächer abgelenkt.



(a) JF12-Magnetfeld



(b) JF12F-Magnetfeld

(c) BSS-S-Magnetfeld für  $z_1 = 0,3$  und  $z_2 = 4,0$ 

**Abbildung 4.5:** Mollweide-Projektion in galaktischen Koordinaten der Ablenkung von isotrop auf die Milchstraße treffenden Protonen mit der Energie  $E = 50 \text{ EeV}$  im (a) JF12-Modell, (b) JF12F-Modell und (c) BSS-S-Modell.  $\xi$  gibt die mittlere Ablenkung pro Pixel an.

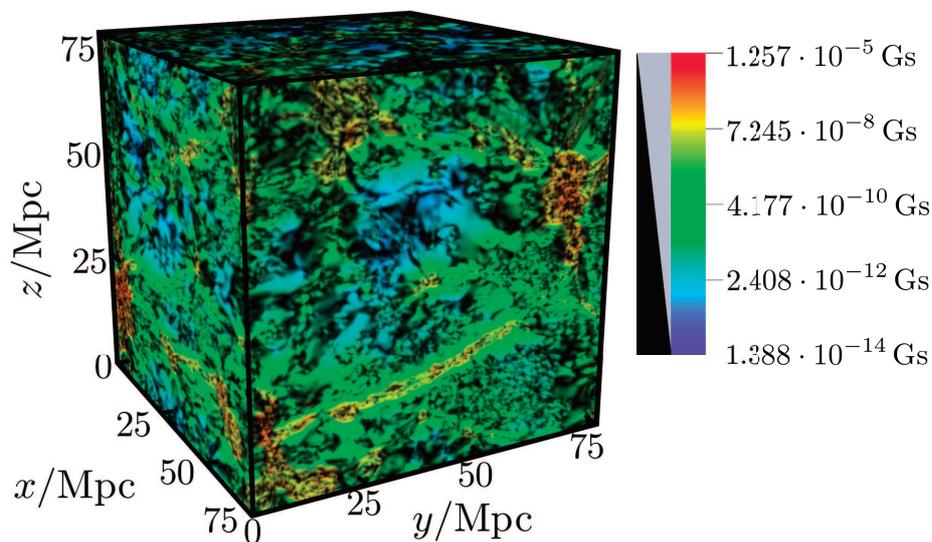


Abbildung 4.6: Dreidimensionale Struktur des Miniati-Magnetfelds

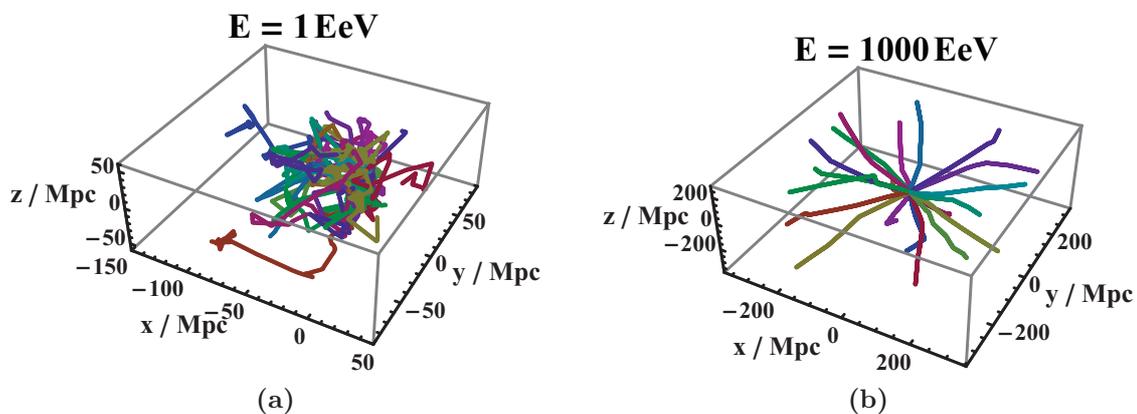


Abbildung 4.7: Typische Trajektorien von Protonen der Energien (a) 1 EeV und (b) 1000 EeV im Miniati-Magnetfeld. Der Startpunkt aller Trajektorien ist der Koordinatenursprung. Erwartungsgemäß nimmt die Ablenkung der Protonen im Miniati-Magnetfeld mit steigender Energie ab. Wechselwirkungen der simulierten Protonen mit den elektromagnetischen Hintergründen wurden hier zur Verdeutlichung des Einflusses des Miniati-Magnetfelds nicht berücksichtigt.