

BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL
ASTROTEILCHENPHYSIK

BACHELORARBEIT

**Propagation ultrahochenergetischer
kosmischer Strahlung in
extragalaktischen Magnetfeldern**

Autor:
David Wittkowski

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

Ratingen, 15. August 2011

David Wittkowski

Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung in extragalaktischen Magnetfeldern

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

Betreuender Prüfer: Prof. Dr. rer. nat. Karl-Heinz Kampert
Zweitgutachter: AR Dr. rer. nat. Klaus Dolag

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kosmische Strahlung	3
2.1	Energiespektrum	3
2.2	Chemische Zusammensetzung	4
3	Modell für das extragalaktische Magnetfeld	7
3.1	Dolag-Magnetfeld	7
3.2	SPH-Methode	8
3.3	Transformation in galaktische Koordinaten	8
3.4	Abbildung auf ein kubisches Gitter	9
3.4.1	Übersicht über Methoden zur SPH-Interpolation	10
3.4.2	SPH-Interpolation mit der verbreiterten SPH-Methode	10
3.5	Eigenschaften des kubischen Magnetfeldgitters	13
3.5.1	Die Struktur des Dolag-Magnetfeldes	13
3.5.2	Vergleich mit dem Miniati-Magnetfeld	14
4	Propagation kosmischer Strahlung	19
4.1	Das Programm CRPropa	19
4.2	Teilchendetektion in CRPropa	20
5	Energieabhängige Anisotropien von UHECR	25
5.1	Überlegungen von Lemoine und Waxman	25
5.2	Simulation der Teilchenpropagation	26
5.3	Ergebnisse und Diskussion	28
5.3.1	Hintergrundquellen	28
5.3.2	Erdnahe und erdferne Teilchenquellen	34
6	Zusammenfassung	39
7	Danksagung	41
	Literaturverzeichnis	43

1 Einleitung

Es ist fast ein Jahrhundert her, dass Viktor Franz Hess in seinen Heißluftballonflügen eine mit zunehmender Höhe in ihrer Intensität ansteigende ionisierende Strahlung feststellte [Hes12]. Aus dieser Beobachtung folgerte er, dass die Strahlung nicht terrestrischen Ursprungs ist, sondern stattdessen von Quellen jenseits unserer Atmosphäre stammen muss, und gab dieser Strahlung den Namen *kosmische Strahlung*. Durch diese Entdeckung inspiriert, begannen immer mehr Wissenschaftler mit der Untersuchung der kosmischen Strahlung. Dimitry Skobelzyn gelang im Jahr 1927 in einer Nebelkammer die Photographie von Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung. Im Jahr 1939 gelang Pierre Auger mit einer Koinzidenzmessung der Nachweis ausgedehnter Luftschauer. Seit 1950 können Teilchenbeschleuniger bereits Teilchen auf Energien im GeV-Bereich beschleunigen, sodass sich das Forschungsinteresse mit der Zeit immer weiter in Richtung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung verschob.

Heute werden Teilchen der kosmischen Strahlung mit Energien von mehr als 10^{20} eV gemessen. Teilchen mit Energien oberhalb von 1 EeV werden als *ultrahochenergetische kosmische Strahlung* (UHECR) bezeichnet. Die Existenz der UHECR wirft Fragen nach ihrem Ursprung, der Massenzusammensetzung und dem Energiespektrum auf. Für den Teil der kosmischen Strahlung, der weitaus geringere Energien als die UHECR besitzt, konnten bereits Ursprungsorte, wie unsere Sonne, identifiziert werden. Kosmische Strahlung bis zu Energien von ca. 10^{15} eV kann direkt mit Satelliten oder an Wetterballons befestigten Detektoren nachgewiesen werden. Dagegen werden aufgrund des mit zunehmender Teilchenenergie abnehmenden Teilchenstroms für die Beobachtung der UHECR große erdgebundene Experimente, wie das Pierre-Auger-Observatorium, benötigt. Eine kürzliche und sehr bedeutsame Entdeckung dieses Experiments ist die Korrelation zwischen der UHECR über einer Energie von 55 EeV und der Position von aktiven Galaxien [Abr07] aus dem Véron-Cetty-Katalog [VV06]. Eine signifikante Anisotropie von UHECR wurde bisher lediglich vom Pierre-Auger-Observatorium für die Südhemisphäre nachgewiesen, wobei ein signifikanter Teil der UHECR aus einem Raumwinkel von 18° in Richtung Centaurus A zu stammen scheint [Abr10b]. Bislang konnte jedoch keine solche Anisotropie für die Nordhemisphäre nachgewiesen werden [Abb08b]. Neue Ergebnisse des Pierre-Auger-Observatoriums lassen vermuten, dass sich die chemische Zusammensetzung der UHECR bis zu einer Energie von ungefähr $4 \cdot 10^{19}$ eV von überwiegend Protonen zu schwereren Elementen verschiebt [Abr11]. Aufgrund zu weniger Messdaten konnten bislang noch keine Aussagen für die chemische Zusammensetzung der UHECR bei noch höheren Energien getroffen werden [Abr10a]. Die Erkenntnisse der letzten Jahre führten dazu, dass sich Lemoine und Waxman [LW09] mit einem Szenario beschäftigten, in dem Teilchen von einer nahen Quelle, wie z. B.

Centaurus A, rigiditätsbeschränkt¹ beschleunigt werden, sodass der von einem Beobachter auf der Erde detektierte Teilchenfluss bei hohen Energien von schweren Kernen und bei niedrigeren Energien in der Größenordnung von wenigen EeV von Protonen dominiert wird. In ihrem Artikel [LW09] nahmen Lemoine und Waxman vereinfachend an, dass signifikante Energieverluste durch Wechselwirkungen (z. B. mit den Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung) vernachlässigt werden können und Teilchen mit der selben Rigidität in extragalaktischen Mangetfeldern auch der selben Trajektorie folgen. Daraus folgerten sie unter der Annahme eines rigiditätsbeschränkten Teilchenbeschleunigungsszenarios, dass falls man für Kerne mit der Kernladungszahl Z und der Energie $Z \cdot E$ eine Anisotropie entdeckt, diese auch bei Protonen mit der Energie E zu beobachten sein sollte [LW09]. Falls Wechselwirkungen der UHECR, die aus einer geringen Entfernung von weniger als 4 Mpc stammt, keinen nennenswerten Einfluss auf die Schlussfolgerungen von Lemoine und Waxman haben, dann sollte man aus den Beobachtungen von Anisotropien bei schweren Kernen eine obere Grenze für den von der Teilchenquelle emittierten Protonenanteil gewinnen können [SMK⁺11]. Diese Information über den Anteil der von der Teilchenquelle emittierten Protonen ist von großer Bedeutung, weil man bislang die Häufigkeitsverteilung der von Teilchenquellen emittierten Atomkerne nicht kennt.

Erst vor wenigen Monaten haben Günter Sigl et al. in dem Artikel [SMK⁺11] mit dreidimensionalen Simulationen die Frage untersucht, welchen Einfluss Wechselwirkungen auf die Schlussfolgerungen von Lemoine und Waxman haben. Dazu verwendeten sie das Programm CRPropa 2.0 und als Modell für das extragalaktische Magnetfeld das Miniati-Magnetfeld [Min02, SME04]. Die Wahl eines möglichst realistischen Magnetfeldes ist sehr wichtig, weil von dem Magnetfeld der von den Teilchen zurückgelegte Weg und damit auch die Häufigkeit von Wechselwirkungen abhängen. Der Frage, wie sich die Ergebnisse von Sigl et al. [SMK⁺11] bei Verwendung des realistischen Dolag-Magnetfeldes [DGST05] ändern, gehe ich in dieser Arbeit nach.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden zunächst bisherige Erkenntnisse zum Energiespektrum und zur chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung aufgeführt. Im darauf folgenden Kapitel 3 wird auf Modelle für das extragalaktische Magnetfeld eingegangen. In Kapitel 4 wird das für die Simulationen der Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung in extragalaktischen Magnetfeldern verwendete Programm CRPropa vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 5 die Ergebnisse der Simulationen für das Dolag-Magnetfeld diskutiert und mit denen für das Miniati-Magnetfeld verglichen. Abschließend fasst Kapitel 6 die in dieser Arbeit erzielten Erkenntnisse zusammen.

¹Als (magnetische) Rigidität wird hier das Verhältnis E/Z der Energie E zur Kernladungszahl Z eines Teilchens bezeichnet [LW09].

2 Kosmische Strahlung

In diesem Kapitel werden kurz die wichtigsten bisher erzielten Erkenntnisse zum Energiespektrum und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung vorgestellt.

2.1 Energiespektrum

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung ist nicht thermisch, sondern folgt näherungsweise einem Potenzgesetz

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

in der Energie E , wobei γ als Spektralindex bezeichnet wird. Das gemessene Energiespektrum ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Bis zu einer Energie von ca. 10^{15} eV (dem

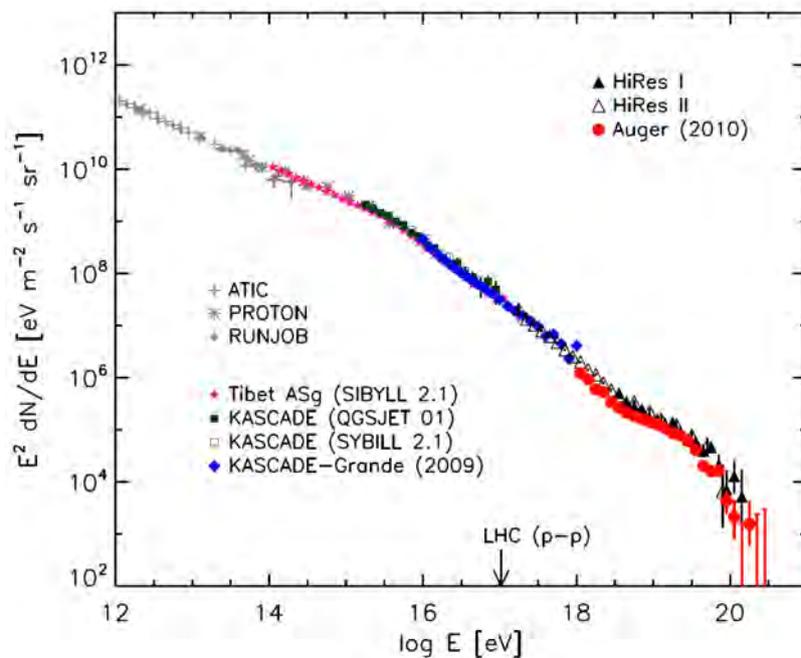


Abbildung 2.1: Das gemessene Energiespektrum der kosmischen Strahlung nach Kotera und Olinto [KO11]

sogenannten „Knie“ des Spektrums) ist der Spektralindex $\gamma \approx 2.7$. Als Erklärung für das Energiespektrum bis zum „Knie“, wird meist die Fermibeschleunigung 1. und 2. Art angegeben [KZ97]. Danach ändert sich der Spektralindex zu $\gamma \approx 3.1$. Der Spektralindex behält diesen Wert bis zum sogenannten „Knöchel“ bei. Der „Knöchel“ befindet sich bei einer Energie von ca. $5 \cdot 10^{18}$ eV im Energiespektrum [Abb08a]. Hinter dem „Knöchel“ flacht das Spektrum wieder ab. Der Spektralindex ist nach dem „Knöchel“ $\gamma \approx 2.7$. Es wird vermutet, dass der „Knöchel“ durch den Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung erklärt werden kann [BEH09]. Ab einer Energie von ungefähr $5 \cdot 10^{19}$ eV wird das Energiespektrum wieder steiler. Der Spektralindex wird oberhalb einer Energie von $5 \cdot 10^{19}$ eV mit $\gamma \approx 4.2$ angegeben [Abr08]. Als Ursache wird die Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Grenze (GZK-Grenze) [Gre66, ZK66] vermutet, dessen Existenz durch das HiRes-Experiment [Abb08a] und durch das Auger-Experiment [Abr08] bestätigt wurde.

2.2 Chemische Zusammensetzung

Zu näherungsweise 99% besteht die auf der Erde detektierte kosmische Strahlung aus Protonen und Heliumkernen. Alle schwereren Kerne machen zusammen nur ca. 1% der bei uns detektierten kosmischen Strahlung aus. Wird die Elementhäufigkeit in einem bestimmten Energiebereich der kosmischen Strahlung betrachtet, dann kann sich die gemessene chemische Zusammensetzung von diesen Werten unterscheiden. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, entspricht die Elementhäufigkeit der niederenergetischen kosmischen Strahlung überwiegend der solaren Elementhäufigkeit. Gegenüber der solaren

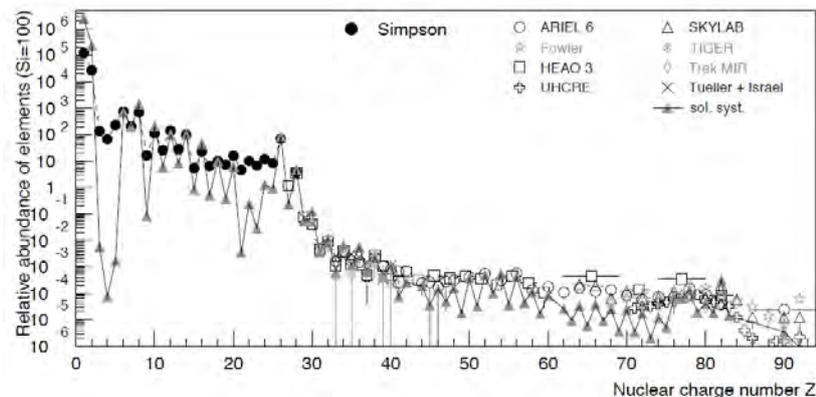


Abbildung 2.2: Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung bei einer Energie von ca. 1 GeV pro Nukleon nach Blümer et al. [BEH09]

Elementhäufigkeit sind allerdings die Häufigkeiten einiger leichter Kerne wie Lithium, Beryllium und Bor in der niederenergetischen kosmischen Strahlung erhöht. Als Ursache für die erhöhte Häufigkeit dieser Elemente werden Spallationsreaktionen schwerer Elemente in der kosmischen Strahlung bei der Propagation durch unsere Galaxie angenommen [Sar10]. Über einer Energie von 10^{15} eV kann die chemische Zusammensetzung

der kosmischen Strahlung nur noch indirekt nachgewiesen werden. Trifft hochenergetische kosmische Strahlung auf die Erdatmosphäre, dann entstehen Teilchenkaskaden, die meist auch als Luftschauer bezeichnet werden. Erdbundene Detektoren beobachten diese Luftschauer und nutzen das Verhältnis zwischen detektierter Elektronen- und Myonenanzahl oder auch die Tiefe des Luftschauermaximums X_{\max} , um indirekt auf das Element zurückzuschließen, das den Luftschauer beim Eintritt in die Erdatmosphäre ausgelöst hat [Sar10]. Neue Ergebnisse des Pierre-Auger-Observatoriums lassen vermuten, dass sich die chemische Zusammensetzung der UHECR bis zu einer Energie von ungefähr $4 \cdot 10^{19}$ eV von überwiegend Protonen zu schwereren Elementen verschiebt [Abr11].

3 Modell für das extragalaktische Magnetfeld

Es ist schwierig, das extragalaktische Magnetfeld realitätsnah zu modellieren, da es bislang noch keine zufriedenstellenden Messwerte für das tatsächliche extragalaktische Magnetfeld gibt. Bisher wurden zwar mittels Faraday-Rotation die Magnetfelder einiger Cluster bestimmt, jedoch gibt es noch keine ausgedehnten Messungen des gesamten extragalaktischen Magnetfeldes. Auch Messungen des Magnetfeldes in Richtung der für die Astroteilchenphysik interessanten aktiven Galaxien wie z. B. Centaurus A oder Fornax A fehlen bisher. Aufgrund des Mangels an geeigneten Messdaten muss man auf Simulationen extragalaktischer Magnetfelder zurückgreifen. Derartige Simulationen haben das Miniati-Magnetfeld [Min02] und das Dolag-Magnetfeld [DGST05] geliefert. Während Sigl et al. in dem Artikel [SMK⁺11] auf das Miniati-Magnetfeld zurückgreifen, habe ich mich dafür entschieden das Magnetfeld von Dolag [DGST05] zu verwenden.

3.1 Dolag-Magnetfeld

Die Daten zum Dolag-Magnetfeld wurden mit Hilfe von GADGET-2 erzeugt [DGST05]. GADGET-2 ist ein frei verfügbarer Quellcode für kosmologische SPH-Simulationen. Detaillierte Informationen zu GADGET-2 und den Verbesserungen gegenüber GADGET können dem Artikel [Spr05] entnommen werden. Der Grund für die Wahl des Dolag-Magnetfeldes war, dass die Positionen und Massen einiger realer Cluster, wie z. B. Virgo, Hydra und Centaurus, näherungsweise mit den Positionen und Massen von Clustern in der Dolag-Simulation übereinstimmen. Zudem zeigt auch die simulierte magnetische Flussdichte der Galaxiecluster eine hervorragende Übereinstimmung mit Faraday-Rotationsmessungen [DGST05]. Andere Magnetfeldmodelle, wie das recht häufig verwendete Miniati-Magnetfeld [Min02], haben dagegen keinen so guten Bezug zur Realität und können meist nur als strukturierte Magnetfelder angesehen werden.

Dem Dolag-Magnetfeld liegt eine sogenannte Smoothed-Particle-Hydrodynamics-Simulation (SPH-Simulation) zugrunde. Die Auflösung des Dolag-Magnetfeldes nimmt daher mit steigender Dichte zu. Um die Teilchenpropagation im Dolag-Magnetfeld mit dem Programm CRPropa simulieren zu können, muss dieses Magnetfeld zunächst auf ein kubisches Gitter abgebildet werden. Zudem liegen die Simulationsdaten in supergalaktischen Koordinaten vor. Da galaktische Koordinaten aber weitaus häufiger in der Literatur verwendet werden, sollte vorher eine Koordinatentransformation von supergalaktischen zu galaktischen Koordinaten durchgeführt werden.

3.2 SPH-Methode

Die SPH-Methode ist eine gitterfreie Lagrange-Methode, die 1977 von Lucy [Luc77] und Gingold & Monaghan [GM77] für astrophysikalische Fluid-Simulationen im dreidimensionalen offenen Raum entwickelt wurde. Grundidee der SPH-Methode ist es, das kontinuierliche Fluid mittels N räumlich ausgedehnten Teilchen zu beschreiben, denen alle relevanten physikalischen Feldgrößen, wie z. B. die Dichte ρ , der Druck p und die magnetische Flussdichte \vec{B} , zugeordnet werden. Diese Teilchen können als die beweglichen Stützstellen des Verfahrens angesehen werden. Deswegen wird diese Methode im Gegensatz zu z. B. Finite-Elemente-Verfahren, bei denen alle Feldgrößen auf einem festen Gitter diskretisiert werden, als *gitterfrei* bezeichnet. Möchte man eine physikalische Feldgröße $A(\vec{r})$ bei der SPH-Methode an einem beliebigen Punkt $\vec{r} = (x_1, x_2, x_3) \equiv (x, y, z)$ bestimmen, dann kann man die *SPH-Basisgleichung* zur Interpolation verwenden:

$$A(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N m_i \frac{A_i}{\rho_i} W(\vec{r} - \vec{r}_i, h_i). \quad (3.1)$$

Hierbei sind N die Gesamtzahl der SPH-Teilchen, denen die Feldgröße A_i mit $i = 1, \dots, N$ zugeordnet ist, m_i die Masse, ρ_i die Dichte, r_i der Ort, h_i die Glättungslänge und $W(\vec{r} - \vec{r}_i, h_i)$ die Glättungsfunktion des i -ten SPH-Teilchens. Die Glättungslänge bestimmt die Auflösung der Methode. Meist wird in SPH-Simulationen die Masse als konstant betrachtet und die Dichte in der Simulation variiert. Eine nennenswerte Verbesserung der ursprünglichen SPH-Methode von 1977 mit einer konstanten Glättungslänge h wurde u. a. im Jahr 1989 mit der Einführung einer adaptiven Glättungslänge h_i durch Hernquist & Katz in [HK89] erzielt, die bereits in obige SPH-Basisgleichung eingeflossen ist. Damit kann eine variable räumliche Auflösung erzielt werden.

3.3 Transformation in galaktische Koordinaten

Supergalaktische Koordinaten unterscheiden sich von galaktischen Koordinaten durch die Lage des Ursprungs und die Ausrichtung des Äquators. Während der Ursprung bei galaktischen Koordinaten im Zentrum unserer Sonne liegt [Sch10], ist er bei supergalaktischen Koordinaten im galaktischen Zentrum, dem Massenzentrum unserer Milchstraße [Sch10]. Bei galaktischen Koordinaten liegt der Äquator in der galaktischen Ebene und bei supergalaktischen Koordinaten in der supergalaktischen Ebene. In der englischen Literatur finden sich jedoch auch Definitionen von galaktischen Koordinaten, deren Ursprung ebenfalls in unserem galaktischen Zentrum sitzt [TF88]. Der Abstand zwischen der Erde und unserem galaktischen Zentrum beträgt nur ungefähr 8.5 kpc. Dagegen beträgt die minimale Unsicherheit in der Position reproduzierbarer Strukturen beim Dolag-Magnetfeld 5 Mpc, weil aufgrund der schwachen Beschränkungen die Anfangsdaten für die Simulation mit einem 5 Mpc-Filter bearbeitet wurden. Zudem

werden in den späteren Simulationen die Teilchenquellen weit außerhalb der Milchstraße liegen. Deshalb wählte ich auf Empfehlung von Herrn Dr. Dolag in beiden Koordinatensystemen die Erdposition als Ursprung, sodass sich die Umrechnung von galaktischen zu supergalaktischen Koordinaten auf eine Drehung reduzierte. Galaktische und supergalaktische Koordinaten werden normalerweise in Kugelkoordinaten angegeben. Werden sie stattdessen in kartesischen Koordinaten angegeben, dann spricht man von galaktischen kartesischen bzw. supergalaktischen kartesischen Koordinaten. Die Magnetfelddaten der Dolag-Simulation waren in supergalaktischen kartesischen Koordinaten angegeben. Da CRPropa kartesische Koordinaten benötigt, musste von supergalaktischen kartesischen Koordinaten zu galaktischen kartesischen Koordinaten umgerechnet werden.

Im dreidimensionalen Raum \mathbb{R}^3 können Rotationen nach dem Rotationstheorem von Euler durch die folgenden drei Rotationsmatrizen [GPS06] beschrieben werden:

$$R_x(\zeta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\zeta) & \sin(\zeta) \\ 0 & -\sin(\zeta) & \cos(\zeta) \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$R_y(\zeta) = \begin{pmatrix} \cos(\zeta) & 0 & -\sin(\zeta) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\zeta) & 0 & \cos(\zeta) \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

$$R_z(\zeta) = \begin{pmatrix} \cos(\zeta) & \sin(\zeta) & 0 \\ -\sin(\zeta) & \cos(\zeta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Der supergalaktische Nordpol (SGB = 90°) hat die galaktischen Koordinaten $l = 47.37^\circ$ und $b = 6.32^\circ$ [Sch10]. Um eine Rotationsmatrix R_{gs} zum Umrechnen von galaktischen zu supergalaktischen Koordinaten zu erhalten, kann man die obigen Rotationsmatrizen [GPS06] verwenden:

$$R_{gs} = R_z(90^\circ)R_y(90^\circ - 6.32^\circ)R_z(47.37^\circ). \quad (3.5)$$

Die inverse Matrix

$$R_{sg} = R_{gs}^{-1} = R_{gs}^T. \quad (3.6)$$

konnte dann zur Abbildung der Magnetfelddaten von supergalaktischen kartesischen Koordinaten auf galaktische kartesische Koordinaten verwendet werden.

3.4 Abbildung auf ein kubisches Gitter

Um die Teilchenpropagation in einem Magnetfeld mit dem Programm CRPropa simulieren zu können, müssen die Magnetfelddaten in Form eines regelmäßigen Gitters mit kubischen Gitterzellen (kubisches Gitter) vorliegen.

3.4.1 Übersicht über Methoden zur SPH-Interpolation

Zum Abbilden der Simulationsdaten auf ein kubisches Gitter gibt es zahlreiche Glättungsmethoden, die unterschiedliche Vorteile und Nachteile besitzen. Beispiele für solche Glättungsmethoden sind [Pak06]

1. die *SPH-Methode*, die auf der SPH-Basisgleichung basiert und Teilchen mit zu geringer Glättungslänge unberücksichtigt lassen kann,
2. die *gemittelte SPH-Methode*, bei der die SPH-Basisgleichung zusätzlich zum Gitterzellenmittelpunkt auch auf 8 benachbarte Punkte angewandt und über das Ergebnis gemittelt wird,
3. die *verbreiterte SPH-Methode*, bei der zur Glättungslänge die Größe einer Gitterzelle hinzu addiert wird, damit sichergestellt ist, dass auch alle Teilchen mit geringer Glättungslänge berücksichtigt werden,
4. eine Methode, die die räumliche Ausdehnung der SPH-Teilchen vernachlässigt und nur genau die Teilchen berücksichtigt, deren Position in der betrachteten Gitterzelle liegt,
5. die häufig verwendete *TSC-Methode* (Triangular-Shaped-Cloud-Methode), bei der über eine einfache Glättungsfunktion integriert wird und Teilchen mit großer Glättungslänge zu Fehlern führen, und
6. die *modifizierte TSC-Methode*, die im Vergleich zur normalen TSC-Methode die Glättungslänge der Teilchen berücksichtigt, um bei großen Glättungslängen nicht zu Fehlern zu führen, aber rechnerisch viel aufwändiger sein kann.

Von diesen Methoden sind die ersten drei Methoden sehr ähnlich und naheliegend, weil sie alle auf der SPH-Basisgleichung basieren. Die Methoden 4 und 5 sind ungeeignet, wenn es Teilchen mit großer Glättungslänge gibt, und Methode 6 ist zu rechenintensiv. Von den ersten drei Methoden berücksichtigt nur Methode 3 alle Teilchen. Deswegen habe ich mich für diese Methode entschieden.

Wie man nun mit Methode 3 das kubische Magnetfeldgitter für CRPropa berechnen kann, wird im nächsten Abschnitt erläutert.

3.4.2 SPH-Interpolation mit der verbreiterten SPH-Methode

Mittels der SPH-Basisgleichung (3.1) kann man jede Feldgröße an jedem beliebigen Punkt interpolieren. Für die magnetische Flussdichte in einer Zelle (j, k, l) des Magnetfeldgitters folgt aus der SPH-Basisgleichung

$$\vec{B}(j, k, l) = \sum_{i=1}^N m(\vec{r}_i) \frac{\vec{B}(\vec{r}_i)}{\rho(\vec{r}_i)} W(\vec{r}_i - \vec{x}_{j,k,l}, h_i + \tilde{a}). \quad (3.7)$$

Hierbei sind $\vec{B}(j, k, l)$ die gesuchte magnetische Flussdichte der Gitterzelle (j, k, l) und $m(\vec{r}_i)$ die Masse, $\vec{B}(\vec{r}_i)$ das Magnetfeld und $\rho(\vec{r}_i)$ die Dichte des SPH-Teilchens am Ort \vec{r}_i . Die Glättungsfunktion $W(\vec{r}_i - \vec{x}_{j,k,l}, h_i + \tilde{a})$ hängt von dem Ort \vec{r}_i des gerade betrachteten SPH-Teilchens, der Position $\vec{x}_{j,k,l}$ des Mittelpunktes der Gitterzelle (j, k, l) , der Glättungslänge h_i , und der halben Raumdiagonalen $\tilde{a} = \frac{a}{2}\sqrt{3}$ einer kubischen Gitterzelle der Kantenlänge a ab. Die Addition von \tilde{a} zur Glättungslänge h_i stellt sicher, dass alle Teilchen aus der betrachteten Gitterzelle bei der Interpolation berücksichtigt werden. Diese vergrößerte Glättungslänge ist charakteristisch für die verbreiterte SPH-Methode. Da alle betrachteten Teilchen Baryonen der gleichen Masse m sind, vereinfacht sich Gleichung (3.7) zu

$$\vec{B}(j, k, l) = \sum_{i=1}^N m \frac{\vec{B}(\vec{r}_i)}{\rho(\vec{r}_i)} W(\vec{r}_i - \vec{x}_{j,k,l}, h_i + \tilde{a}). \quad (3.8)$$

Die Glättungsfunktion $W(\vec{r}_i - \vec{x}_{j,k,l}, h_i + \tilde{a})$ ist nicht eindeutig festgelegt. In der Literatur werden viele unterschiedliche Glättungsfunktionen diskutiert und verwendet. Allgemein werden die folgenden Bedingungen als Kriterien für eine geeignete Glättungsfunktion genannt [LL03]:

1. **Normierung:** Die Glättungsfunktion muss auf Eins normiert sein:

$$\int W(\vec{r} - \vec{r}', h) dV' = 1. \quad (3.9)$$

Dabei ist $dV' = d^3r' = dx'_1 dx'_2 dx'_3$ das Volumendifferential.

2. **Approximation der δ -Distribution:** Die Glättungsfunktion $W(\vec{r} - \vec{r}', h)$ soll für verschwindende Glättungslänge ($h \rightarrow 0$) in die Diracsche Delta-Distribution $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ übergehen:

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r} - \vec{r}', h) = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (3.10)$$

Diese Bedingung und Bedingung 1 müssen von einer Glättungsfunktion notwendigerweise erfüllt werden. Die folgenden Bedingungen 3-7 sind häufig gewünscht und sinnvoll, aber nicht unbedingt notwendig.

3. **Kompakter Träger:** Die Glättungsfunktion sollte einen kompakten Träger \mathcal{G} haben:

$$W(\vec{r} - \vec{r}', h) = 0 \quad \text{für } \vec{r}' \notin \mathcal{G}. \quad (3.11)$$

Die Größe des kompakten Trägers \mathcal{G} ist durch das Produkt aus der Glättungslänge h und einem Skalierungsfaktor s beschränkt:

$$\mathcal{G} = \{\vec{r}' \mid \|\vec{r} - \vec{r}'\| \leq hs\}. \quad (3.12)$$

In der „historischen“ Definition der Glättungsfunktion, die heute seltener verwendet wird, ist $s = 2$. Heute wird die Glättungsfunktion meist so gewählt, dass

$s = 1$ ist. Der Träger \mathcal{G} sollte nicht zu groß gewählt werden, da mit ihm der rechnerische Aufwand erheblich zunimmt.

4. **Positivität:** Die Glättungsfunktion darf keine negativen Werte annehmen:

$$W(\vec{r} - \vec{r}', h) \geq 0 \quad \text{für } \vec{r}' \in \mathcal{G}. \quad (3.13)$$

5. **Monotonie:** Die Glättungsfunktion soll mit zunehmendem Abstand vom Teilchen monoton fallen.

6. **Glattheit:** Die Glättungsfunktion soll hinreichend glatt sein. Meistens wird gefordert, dass sie mindestens einmal stetig differenzierbar ist [LL03].

7. **Symmetrie:** Die Glättungsfunktion soll gerade sein:

$$W(\vec{r} - \vec{r}', h) = W(\vec{r}' - \vec{r}, h). \quad (3.14)$$

Insbesondere sind alle Glättungsfunktionen $W(\|\vec{r} - \vec{r}'\|, h)$, die nur von $\|\vec{r} - \vec{r}'\|$ abhängen, gerade.

In der Praxis gibt es eine große Anzahl unterschiedlicher Glättungsfunktionen, von denen der Anwender die für seine Bedürfnisse am besten geeignete auswählen muss. Einen ausführlichen Überblick über gängige Glättungsfunktionen gibt das Buch [LL03]. Bei der Glättungsfunktion habe ich mich für einen kubischen Spline [ML85] entschieden, der meist von GADGET-2 verwendet wird. Der kubische Spline gehört zu den in der SPH-Literatur am häufigsten verwendeten Glättungsfunktionen, da er der Gaußfunktion ähnelt und einen relativ schmalen kompakten Träger besitzt, der in der Praxis den Rechenaufwand erheblich reduziert. Dieser Spline ist durch

$$W(\tilde{r}_{i,j,k,l}, \tilde{h}_i) = \frac{8}{\tilde{h}_i^3 \pi} \begin{cases} 1 - 6 \left(\frac{\tilde{r}_{i,j,k,l}}{\tilde{h}_i} \right)^2 + 6 \left(\frac{\tilde{r}_{i,j,k,l}}{\tilde{h}_i} \right)^3 & \text{für } 0 \leq \frac{\tilde{r}_{i,j,k,l}}{\tilde{h}_i} \leq \frac{1}{2}, \\ 2 \left(1 - \frac{\tilde{r}_{i,j,k,l}}{\tilde{h}_i} \right)^3 & \text{für } \frac{1}{2} < \frac{\tilde{r}_{i,j,k,l}}{\tilde{h}_i} \leq 1, \\ 0 & \text{für } 1 < \frac{\tilde{r}_{i,j,k,l}}{\tilde{h}_i} \end{cases} \quad (3.15)$$

definiert [LL03]. Zur Vereinfachung der Notation werden hier die Abkürzungen

$$\tilde{r}_{i,j,k,l} = \|\vec{r}_i - \vec{x}_{j,k,l}\|, \quad (3.16)$$

$$\tilde{h}_i = h_i + \tilde{a} \quad (3.17)$$

verwendet. Das Magnetfeldgitter wurde mit Hilfe der Gleichungen (3.8) und (3.15) für einen kubischen Ausschnitt der Kantenlänge 75 Mpc aus dem Dolag-Magnetfeld berechnet. Dieses Gitter war in 250^3 kubische Zellen der Kantenlänge $a = 0.3$ Mpc unterteilt. Weil mehr als $50 \cdot 10^6$ SPH-Teilchen berücksichtigt werden mussten und teilweise eine große Glättungslänge hatten, war der Aufwand zur Berechnung des Magnetfeldgitters sehr hoch. Die Berechnung war in akzeptabler Zeit nur deshalb möglich,

weil die meisten SPH-Teilchen eine geringe Glättungslänge hatten. Die kumulative Häufigkeitsverteilung der Glättungslängen der SPH-Teilchen ist aus Abbildung 3.1 ersichtlich. Die SPH-Teilchen der dunklen Materie brauchten nicht berücksichtigt zu wer-

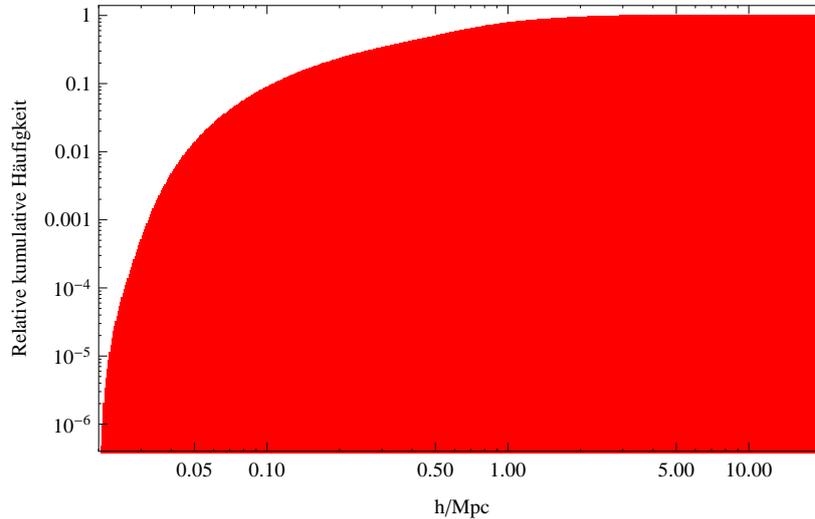


Abbildung 3.1: Relative kumulative Häufigkeit baryonischer SPH-Teilchen in Abhängigkeit der Glättungslänge h . Die meisten SPH-Teilchen haben eine kleine Glättungslänge.

den, da diese keinen Beitrag zum Magnetfeld liefern. Um neben dem Magnetfeldgitter auch ein Dichtegitter zu erzeugen, kann man analog zu dem für die Erzeugung des Magnetfeldgitters beschriebenen Verfahren vorgehen, wobei jedoch in Gleichung (3.8) das Magnetfeld \vec{B} gegen die Dichte ρ ausgetauscht werden muss.

3.5 Eigenschaften des kubischen Magnetfeldgitters

Nachdem aus den Magnetfelddaten von Dolag ein kubisches Magnetfeldgitter mit einer Kantenlänge von 75 Mpc berechnet wurde, stellt sich die Frage nach der räumlichen Struktur dieses Magnetfeldes und nach seinen Eigenschaften im Vergleich zum Miniati-Magnetfeld.

3.5.1 Die Struktur des Dolag-Magnetfeldes

Einen räumlichen Eindruck von dem berechneten Magnetfeld kann man mit Hilfe von Abbildung 3.2 gewinnen. Da nach [DGST05] die räumlichen Verteilungen der Dichte und des Magnetfeldes sehr ähnlich sein sollen, ist in Abbildung 3.3 zum Vergleich die räumliche Dichteverteilung dargestellt. Weitere für das Magnetfeld charakteristische Größen, wie z. B. der kumulative Füllfaktor, werden im nächsten Abschnitt im direkten Vergleich mit dem Miniati-Magnetfeld vorgestellt.

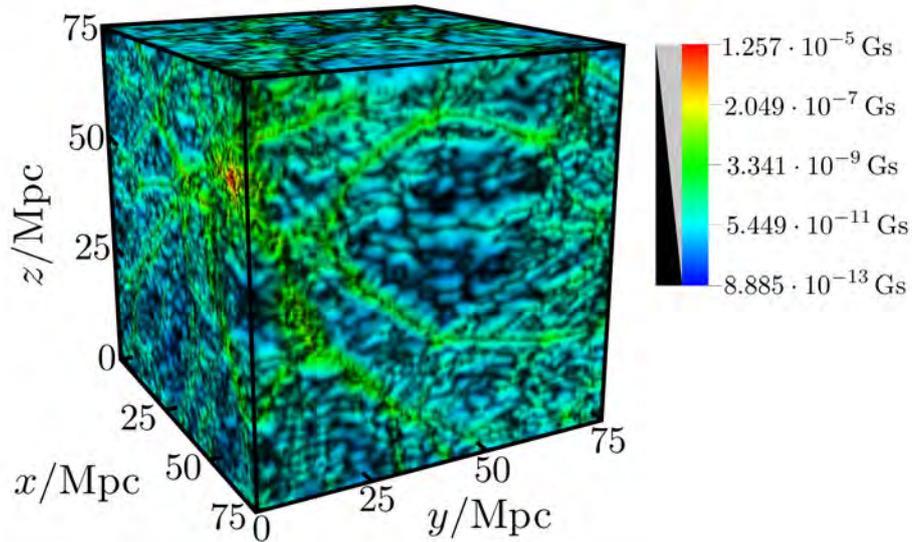


Abbildung 3.2: Dreidimensionale Darstellung des Dolag-Magnetfeldes. Die Erde hat hier die Koordinaten $\vec{p}_E = (37.5 \text{ Mpc}, 37.5 \text{ Mpc}, 37.5 \text{ Mpc})$.

3.5.2 Vergleich mit dem Miniati-Magnetfeld

In diesem Abschnitt wird das kubische Dolag-Magnetfeld mit dem kubischen Miniati-Magnetfeld verglichen. Beide Magnetfelder besitzen eine Kantenlänge von 75 Mpc und eine Gitterauflösung von $a \approx 0.3 \text{ Mpc}$. In Abbildung 3.4 wird die räumliche Struktur von Dolag- und Miniati-Magnetfeld verglichen. Die deutlichen Unterschiede in der Struktur von Dolag- und Miniati-Magnetfeld sind in Abbildung 3.4 gut zu erkennen. Ein Vergleich der relativen $\|\vec{B}\|$ -Häufigkeiten beim Dolag- und Miniati-Magnetfeld ist in Abbildung 3.5 dargestellt. In Abbildung 3.6 ist deutlich zu erkennen, dass das Dolag-Magnetfeld, im Vergleich zum Miniati-Magnetfeld, mehr Gitterzellen mit betragsmäßig geringeren magnetischen Flussdichten aufweist.

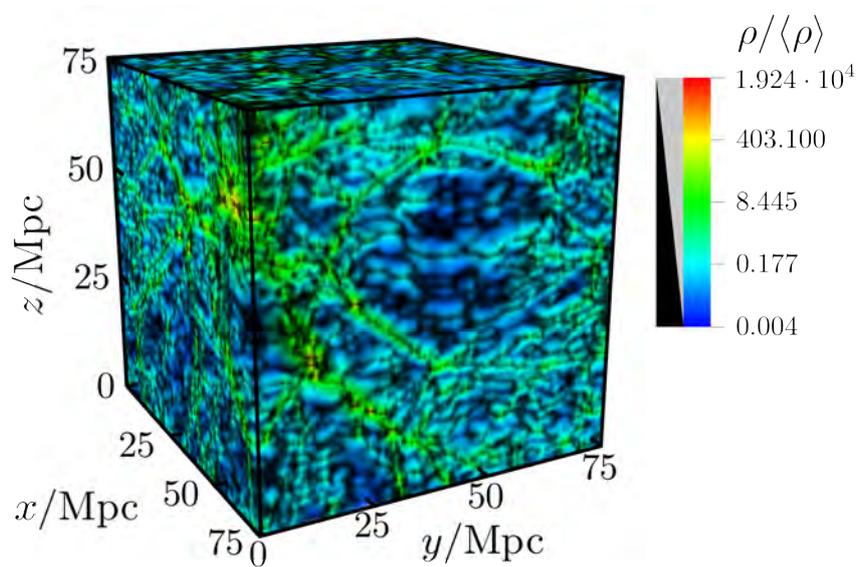
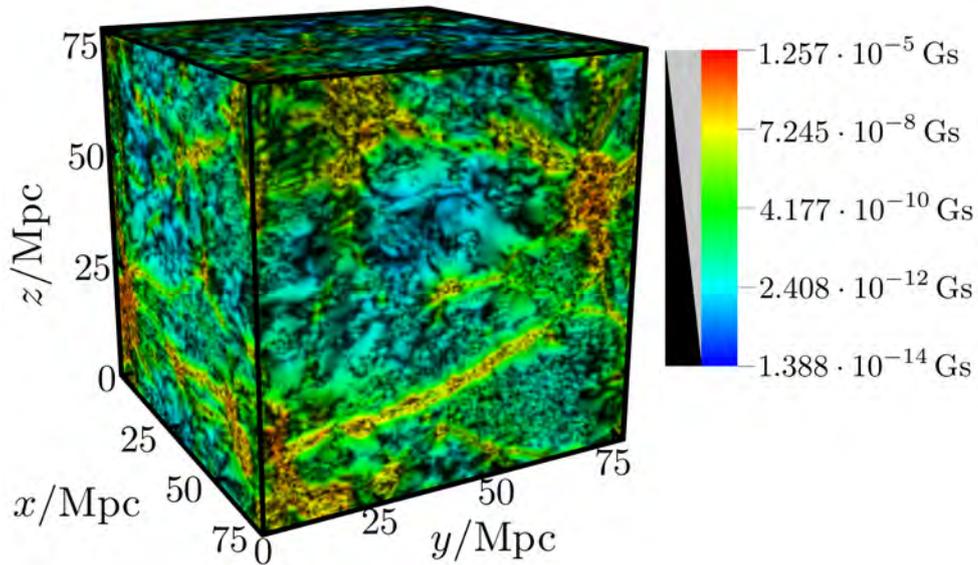
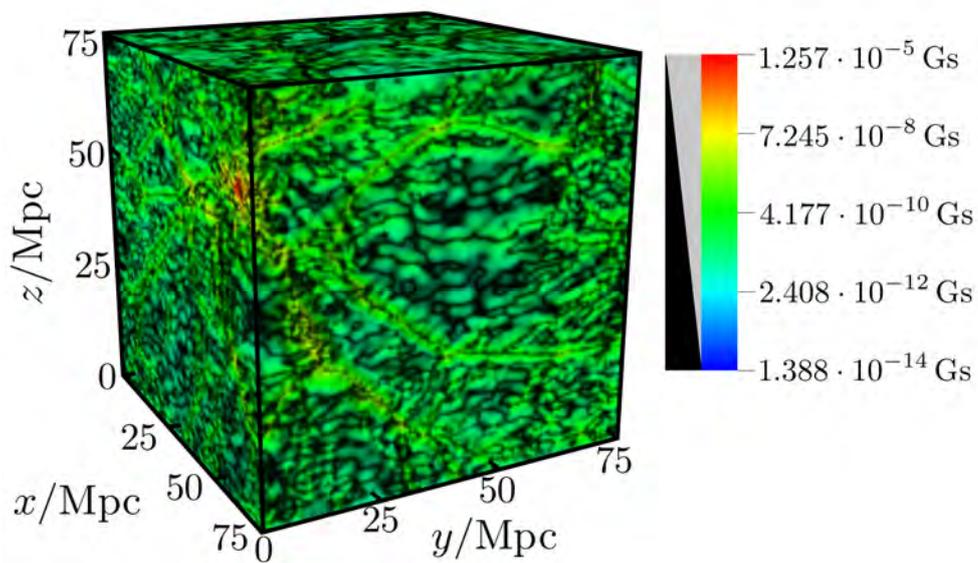


Abbildung 3.3: Dreidimensionale Darstellung der mit der mittleren Dichte $\langle\rho\rangle$ skalierten Dichteverteilung $\rho/\langle\rho\rangle$. Die Erde hat hier die Koordinaten $\vec{p}_E = (37.5 \text{ Mpc}, 37.5 \text{ Mpc}, 37.5 \text{ Mpc})$. Im Vergleich mit Abbildung 3.2 ist deutlich zu erkennen, dass die räumlichen Verteilungen von Dichte und Magnetfeld sehr ähnlich sind.

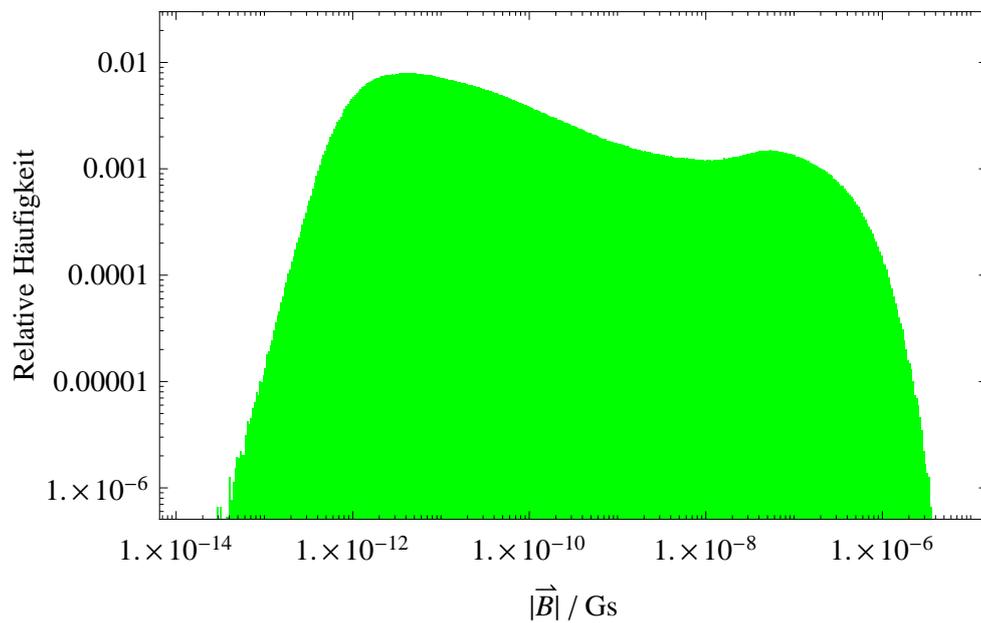


(a) Miniati-Magnetfeld

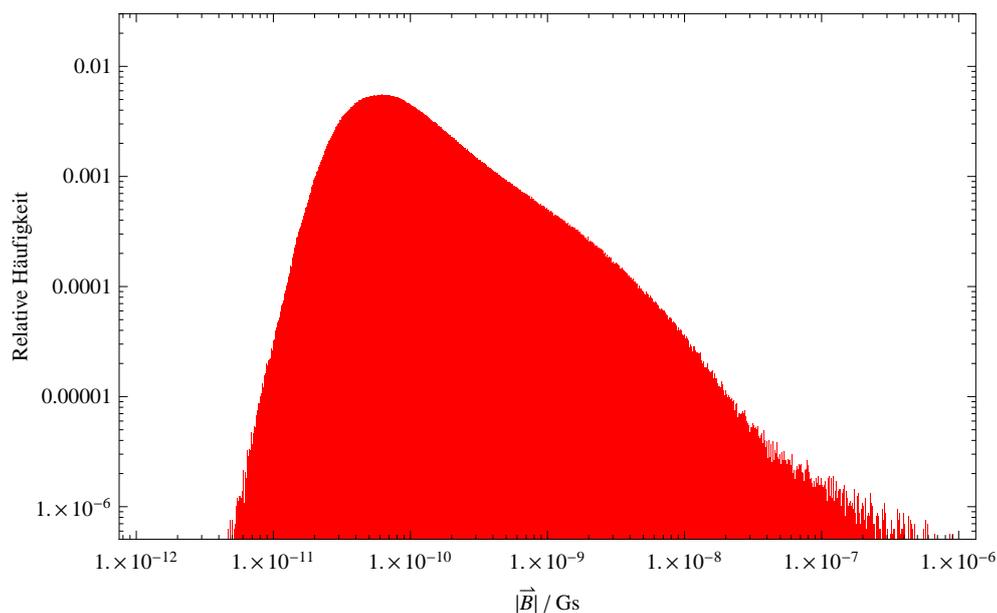


(b) Dolag-Magnetfeld

Abbildung 3.4: Vergleich der räumlichen Struktur von Dolag- und Miniati-Magnetfeld. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde in beiden Abbildungen die gleiche Farbskala verwendet. Man erkennt gut die deutlichen Unterschiede in der Struktur der Magnetfelder.



(a) Miniati-Magnetfeld



(b) Dolag-Magnetfeld

Abbildung 3.5: Vergleich der relativen $\|\vec{B}\|$ -Häufigkeiten beim Dolag- und Miniati-Magnetfeld. Man erkennt gut, dass das Miniati-Magnetfeld im Vergleich zum Dolag-Magnetfeld viel mehr Gitterzellen besitzt, bei denen der Betrag der magnetischen Flussdichte ungefähr 10^{-7} Gs bis 10^{-6} Gs groß ist. Die Häufigkeitsverteilung reicht beim Miniati-Magnetfeld im Vergleich zum Dolag-Magnetfeld auch zu betragsmäßig kleineren magnetischen Flussdichten.

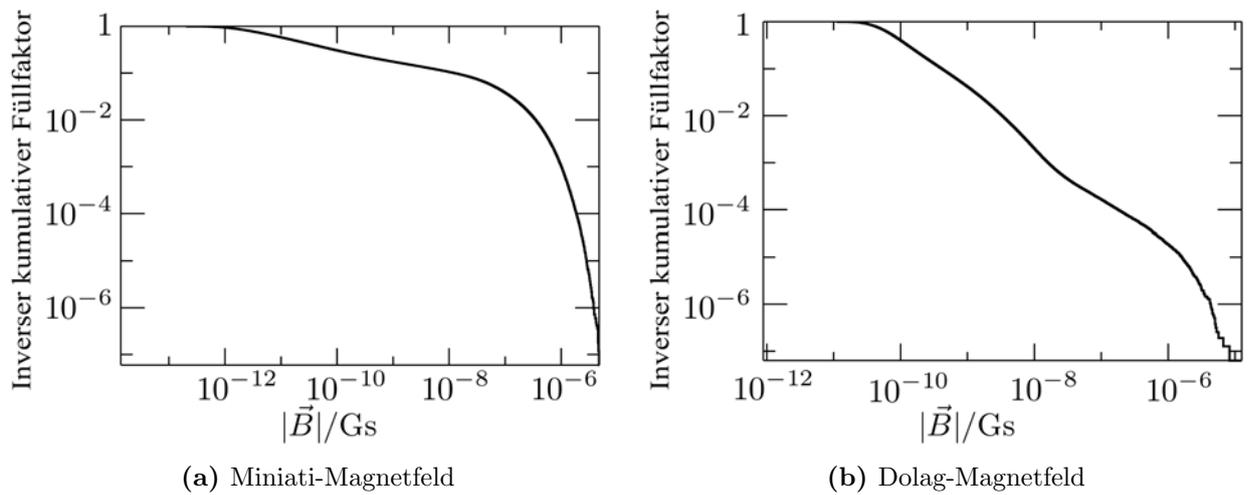


Abbildung 3.6: Vergleich der inversen kumulativen Füllfaktoren von Miniati- und Dolag-Magnetfeld. Hier ist deutlich zu erkennen, dass das Dolag-Magnetfeld im Vergleich zum Miniati-Magnetfeld mehr Gitterzellen mit betragsmäßig geringere magnetische Flussdichten aufweist.

4 Propagation kosmischer Strahlung

Zur Simulation der Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung im Dolag-Magnetfeld wurde das Programm CRPropa verwendet. Dieses Programm wird im Folgenden vorgestellt und getestet.

4.1 Das Programm CRPropa

Der Begriff *CRPropa* bezeichnet einen öffentlich frei verfügbaren Quellcode zur Simulation der Propagation geladener hochenergetischer kosmischer Strahlung (HECR) in unserem lokalen Universum. Die Teilchen der kosmischen Strahlung reichen von Protonen und schwereren Nukleonen bis hin zu Eisenkernen und umfassen auch ihre Sekundärteilchen (Neutrinos, Photonen, Elektronen, Positronen). Ursprünglich wurde CRPropa von Eric Armengaud et al. [ASBM07] entwickelt. Es gibt sowohl die Möglichkeit von eindimensionalen als auch von dreidimensionalen Simulationen. Ein Magnetfeld kann dem Programm im dreidimensionalen Modus als regelmäßiges Gitter mit kubischen Gitterzellen der Größe a übergeben werden, wobei die Größe und Auflösung des Gitters durch die Größe des eigenen Arbeitsspeichers begrenzt ist. Alternativ kann auch im Programm ein Magnetfeld vom Typ Kolmogorov erzeugt werden. Es können sowohl der Mikrowellen-Hintergrund (CMB), der Infrarot-Hintergrund (IRB), der Radio-Hintergrund (RB), als auch als Folge der Wechselwirkungen der hochenergetischen Kerne mit diesen Hintergründen die Photo-Pion-Produktion, die Paarproduktion und die Photodisintegration berücksichtigt werden. Durch Photodisintegration, die neu in die aktuelle Version 2.0 von CRPropa eingeflossen ist, können instabile Kerne entstehen, deren weiterer Zerfall die chemische Zusammensetzung der UHECR gegenüber der an der Teilchenquelle emittierten UHECR verändert. Da die Intensitätsverteilungen des IRB und des RB nicht exakt bekannt sind, wurden in CRPropa für beide Hintergründe je drei verschieden starke Versionen implementiert. Nähere Informationen zu den implementierten Hintergründen und Wechselwirkungen finden sich z. B. in [KKN⁺09, AB10]. Die Teilchenquellen können sowohl kontinuierlich als auch mittels einer Liste diskreter Quellen angegeben werden. Zudem gibt es zwei verschiedene Modi zur Teilchendetektion. Im „full trajectories“-Modus werden die gesamten Trajektorien der Teilchen gespeichert und im „events“-Modus werden nur die aktuellen Eigenschaften (Ort, Impuls, Energie) der Teilchen gespeichert, die auf den Beobachter treffen. Der Beobachter kann als Kugel eines bestimmten Radius R an einem beliebigen Ort im Simulationsgebiet gewählt werden. Außerdem gibt es die Möglichkeit, den Beobachter als eine Kugel um eine einzelne Teilchenquelle zu definieren. Der „events“-Modus wird etwas detaillierter

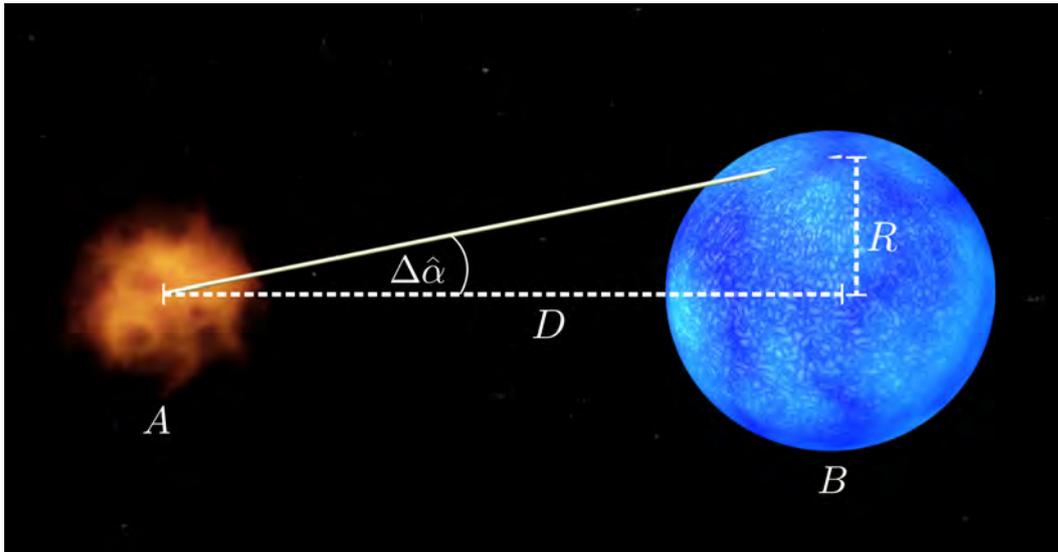


Abbildung 4.1: Teilchendetektion in CRPropa: Teilchenquelle A , Beobachterkugel B , Abstand Teilchenquelle-Beobachterkugel D , Radius der Beobachterkugel R , Winkelfehler $\Delta\hat{\alpha}$

in Abschnitt 4.2 erläutert, weil er bei meinen Simulationen verwendet wurde.

4.2 Teilchendetektion in CRPropa

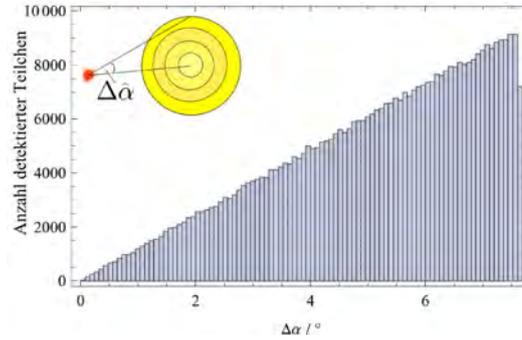
Zur Teilchendetektion in CRPropa wird in dieser Arbeit im „events“-Modus eine Beobachterkugel mit Radius R verwendet (vgl. Abb. 4.1). Sobald ein von der Quelle A emittiertes Teilchen auf die Beobachterkugel B trifft, werden seine aktuellen Eigenschaften (Ort, Impuls, Energie) gespeichert. Mit diesem Detektionsverfahren ist ein Winkelfehler $\Delta\hat{\alpha}$ verbunden. Dies ist der maximale Winkelabstand eines auf die Beobachterkugel auftreffenden Teilchens von der geraden Verbindungslinie zwischen der Teilchenquelle und dem Mittelpunkt der Beobachterkugel. Der Winkelabstand kann als radialer Winkelabstand $\Delta\alpha$ und in Kugelkoordinaten als polarer Winkelabstand $\Delta\theta$ oder azimuthaler Winkelabstand $\Delta\phi$ gemessen werden (siehe Abb. 4.2). Aus Abbildung 4.1 ist sofort ersichtlich, dass der Winkelfehler $\Delta\hat{\alpha}$ durch

$$\Delta\hat{\alpha}_{\text{theo}} = \arctan\left(\frac{R}{D}\right). \quad (4.1)$$

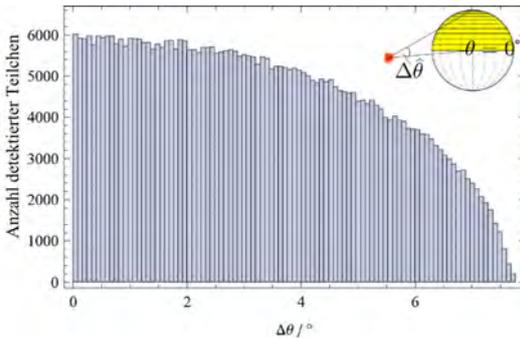
gegeben ist. Um zu überprüfen, ob die Teilchendetektion von CRPropa mit diesem einfachen Modell gut übereinstimmt, wurde in Abwesenheit von Magnetfeld und Wechselwirkungen in CRPropa eine Punktquelle als Teilchenquelle im Abstand D von der Beobachterkugel mit dem Radius R platziert. Wegen der Abwesenheit von Magnetfeld und Wechselwirkungen war es möglich, sich in dieser Simulation auf Protonen zu beschränken. Den Simulationsergebnissen wurden die Orte entnommen, an denen die

Teilchen auf die Beobachterskugel treffen. Dann wurde die Anzahl der auf der Beobachterskugel eingetroffenen Teilchen in Abhängigkeit von den Winkelabständen $\Delta\alpha$, $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ bestimmt (vgl. Abb. 4.2). Die maximalen Winkelabstände, d. h. die Winkelfehler $\Delta\hat{\alpha}$, $\Delta\hat{\theta}$ und $\Delta\hat{\phi}$, stimmen aufgrund der Kugelsymmetrie überein. Der maximale Winkelabstand kann am leichtesten in Abbildung 4.2 (a) abgelesen werden, da die Anzahl der von der Beobachterskugel detektierten Teilchen mit $\Delta\alpha$ zunimmt, während sie bei $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ abnimmt. Aus diesem Grund wird zur Bestimmung des maximalen Winkelabstands die Darstellung von Abbildung 4.2 (a) verwendet.

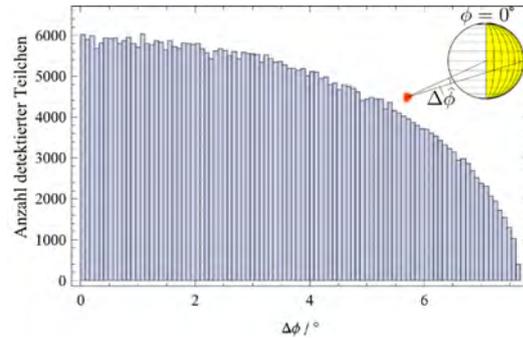
Platziert man die Teilchenquelle in einem physikalisch interessanten Abstand $D = 4$ Mpc von der Beobachterskugel (der Abstand Erde-Centaurus A beträgt näherungsweise 4 Mpc) und variiert den Radius der Beobachterskugel leicht, dann erhält man bei konstanter Anzahl injizierter Teilchen Abbildung 4.3. Man kann an Abbildung 4.3 zum einen gut erkennen, dass der nach Gleichung (4.1) berechnete maximale Winkelfehler $\Delta\hat{\alpha}_{\text{theo}}$ gut mit den Ergebnissen der CRPropa-Testsimulationen übereinstimmt, zum anderen erkennt man auch, dass die Anzahl der detektierten Teilchen und somit auch die Statistik erwartungsgemäß mit steigendem Radius R der Beobachterskugel zunehmen. Aus diesem Grund muss man bei Simulationen abschätzen, wie groß der Winkelfehler maximal sein darf und ausgehend vom Abstand D zur nächsten Teilchenquelle den Radius R der Beobachterskugel anpassen.



(a) Anzahl der auf der Beobachterskugel eingetroffenen Teilchen in Abhängigkeit vom radialen Winkelabstand $\Delta\alpha$



(b) Anzahl der detektierten Teilchen in Abhängigkeit vom polaren Winkelabstand $\Delta\theta$



(c) Anzahl der detektierten Teilchen in Abhängigkeit vom azimuthalen Winkelabstand $\Delta\phi$

Abbildung 4.2: Anzahl der Teilchen, die in einem bestimmten Winkelabstand von der Verbindungslinie zwischen Teilchenquelle und dem Mittelpunkt der Beobachterskugel auf der Beobachterskugel eintreffen. Es wird zwischen dem (a) radialen Winkelabstand $\Delta\alpha$, (b) polaren Winkelabstand $\Delta\theta$ und (c) azimuthalen Winkelabstand $\Delta\phi$ unterschieden. Als Parameter wurden $D = 75$ Mpc und $R = 10$ Mpc gewählt. Die maximalen Winkelabstände, d. h. die Winkelfehler $\Delta\hat{\alpha}$, $\Delta\hat{\theta}$ und $\Delta\hat{\phi}$, stimmen überein und betragen in Übereinstimmung mit Gleichung (4.1) $\Delta\hat{\alpha} = \Delta\hat{\theta} = \Delta\hat{\phi} \approx 7.6^\circ \approx \Delta\hat{\alpha}_{\text{theo}}$. Weil die Anzahl der vom Beobachter detektierten Teilchen mit $\Delta\alpha$ zunimmt, während sie bei $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ abnimmt, kann der maximale Winkelabstand am leichtesten in Darstellung (a) abgelesen werden.

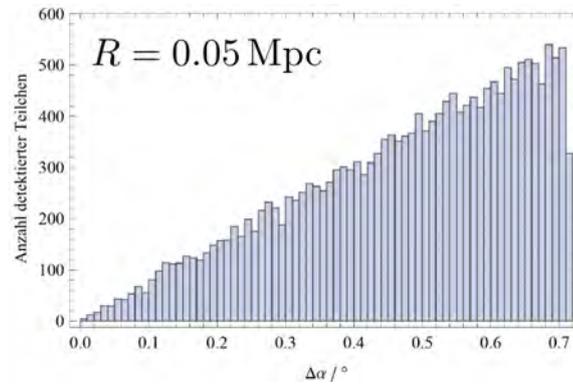
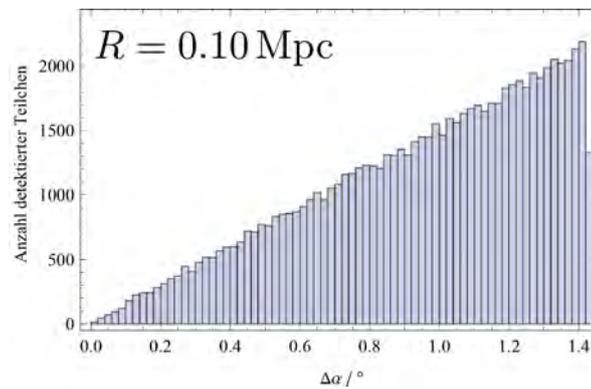
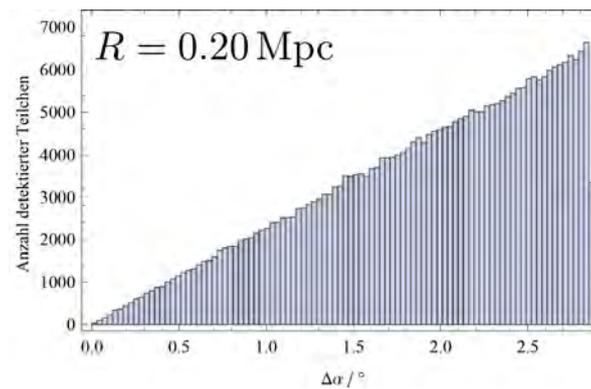
(a) $\Delta\hat{\alpha}_{\text{theo}} \approx 0.72^\circ$ (b) $\Delta\hat{\alpha}_{\text{theo}} \approx 1.43^\circ$ (c) $\Delta\hat{\alpha}_{\text{theo}} \approx 2.86^\circ$

Abbildung 4.3: Wie Abbildung 4.2 (a), aber jetzt für die Parameter $D = 4 \text{ Mpc}$ und $R = 0.05 \text{ Mpc}$, $R = 0.10 \text{ Mpc}$ bzw. $R = 0.20 \text{ Mpc}$.

5 Energieabhängige Anisotropien von UHECR

In diesem Kapitel werden die von Sigl et al. mit dem Miniati-Magnetfeld erzielten und in dem Artikel [SMK⁺11] vorgestellten Erkenntnisse mit den Ergebnisse eigener Simulationen mit dem realistischeren Dolag-Magnetfeld verglichen, um den Einfluss unterschiedlicher Magnetfeldmodelle auf die Ergebnisse aus [SMK⁺11] und [LW09] beurteilen zu können.

5.1 Überlegungen von Lemoine und Waxman

Wie in der Einleitung dieser Arbeit bereits erwähnt, sollten nach Lemoine und Waxman [LW09] in Abwesenheit von Wechselwirkungen Protonen mit der Energie E/Z den gleichen Weg zurücklegen, wie Teilchen mit der Kernladungszahl Z und der Energie E [SMK⁺11]. Zudem verknüpften Lemoine und Waxman die Signifikanz einer in einem Raumwinkel $\Delta\Omega$ beobachteten Anisotropie von Protonen mit der Energie E/Z mit der Anisotropiesignifikanz von Teilchen mit der Kernladungszahl Z und der Energie E . Diese kann nach [LW09] bei Vernachlässigung von Wechselwirkungen und unter der Annahme einer rigiditätsbeschränkten Teilchenbeschleunigung und einer nahen Quelle in einem Abstand von wenigen Mpc durch den Ausdruck

$$\Sigma_p(> E/Z) \approx \Sigma_Z(> E) \frac{q_p(E/Z)}{q_Z(E)} Z^{s-(\gamma+1)/2} \quad (5.1)$$

beschrieben werden. Hierbei sind $\Sigma_p(> E/Z)$ die Signifikanz der Protonen mit einer Energie $> E/Z$, $\Sigma_Z(> E)$ die Signifikanz der Teilchen mit der Kernladungszahl Z und einer Energie $> E$, s der Spektralindex des an der Teilchenquelle emittierten Energiespektrums, γ der vom Beobachter gemessene Spektralindex, Z die Ladungszahl, E die Energie, $q_Z(E)$ die von der Teilchenquelle bei der Energie E emittierte Elementhäufigkeit von Kernen mit der Kernladungszahl Z und $q_p(E/Z)$ die von der Teilchenquelle bei der Energie E/Z emittierte Elementhäufigkeit von Protonen. Eine Herleitung dieser Gleichung findet sich in [LW09] und [SMK⁺11]. Man unterscheidet verschiedene Elementhäufigkeiten. Mit $x_{Z,A}$ wird die relative Häufigkeit eines Teilchens mit der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A im nichtrelativistischen Plasma innerhalb der Quelle angegeben. Die relative Elementhäufigkeit eines von der Quelle emittierten Teilchens mit der Energie E , der Landungszahl Z und der Massenzahl A

wird mit $q_{Z,A}(E)$ bezeichnet. Ferner gilt nach [SMK⁺11] der Zusammenhang

$$q_{Z,A} \propto x_{Z,A} A^{s-1}. \quad (5.2)$$

5.2 Simulation der Teilchenpropagation

Für den direkten Vergleich mit den in [SMK⁺11] für das Miniati-Magnetfeld erzielten Ergebnissen müssen möglichst alle Parameter in den Simulationen gleich groß gewählt werden. Da in [SMK⁺11] ein Magnetfeld mit einer Kantenlänge von 75 Mpc und einer Gitterauflösung von näherungsweise 0.3 Mpc gewählt wurde, wählte ich einen Ausschnitt aus dem Dolag-Magnetfeld mit der gleichen Kantenlänge und ebenfalls eine Gitterauflösung¹ von ungefähr 0.3 Mpc. Die Beobachterskugel hatte in allen Simulationen die Größe $R = 1$ Mpc. Das verwendete Dolag-Magnetfeld wurde bereits in Abbildung 3.2 auf Seite 14 dargestellt. Der Beobachter wurde im Dolag-Magnetfeld an die Erdposition gesetzt. Als Hintergrundquellen wählte ich zufällig 10 Quellen aus, wie es auch in [SMK⁺11] getan wurde. Die Zufallsauswahl erfolgte analog zu [SMK⁺11] gewichtet nach der Baryondichte. Um den Einfluss unterschiedlicher Zufallsquellenkonfigurationen auf die Simulationsergebnisse abschätzen zu können, wurden zweimal zufällig 10 Quellpositionen ausgewählt. Im Weiteren werden diese Quellkonfigurationen als Quellkonfiguration I bzw. als Quellkonfiguration II bezeichnet. In Abbildung 5.1 ist in einem Schnitt durch das Dolag-Magnetfeld Quellkonfiguration I mit Dreiecken und Quellkonfiguration II durch Vierspitze markiert. Zusätzlich sind die Position des Beobachters (Erdposition) sternförmig und die Position einer nahen Quelle mit einem Kreis markiert. Neben den Simulationen mit den Hintergrund-Teilchenquellen wird in den übrigen Simulationen eine erdnahe Quelle an die reale Position von Centaurus A gesetzt (vgl. Abb. 5.1). Analog zu [SMK⁺11] wurden für das $(75 \text{ Mpc})^3$ Volumen periodische Randbedingungen angenommen, sodass auch ein Beitrag von weit entfernten Teilchenquellen simuliert werden konnte. Die Teilchen ließ ich über einen maximalen Weg von 3 Gpc propagieren.

In den Simulationen der Hintergrund-Teilchenquellen wurden nur Protonen und Eisen-Kerne emittiert. In den übrigen Simulationen wurde eine galaktische Komposition simuliert. Unter der galaktischen Komposition soll im Folgenden analog zu [SMK⁺11] eine Elementmischung mit den Elementhäufigkeiten $x_{1,1} = 0.95$ und $x_{2,4} = 0.04$ verstanden werden, wobei der restliche Anteil von 1% mit einer Massenzahl $A > 4$ der galaktischen Häufigkeitsverteilung aus [DT96] folgt.

Um genügend schwere Teilchen der kosmischen Strahlung zu simulieren, wurde in CRPropa zunächst für $A > 4$ eine 100-fache galaktische Komposition [DT96] simuliert und diese später auf eine einfache galaktische Komposition heruntergewichtet. Es wurden so viele Teilchen emittiert, dass vom Beobachter ungefähr $2 \cdot 10^6$ Teilchen detektiert wurden. Ferner wurde in den Simulationen ein E^{-1} -Energiespektrum von der Quelle

¹Eine wesentlich höhere Gitterauflösung konnte vor allem wegen des beschränkten Arbeitsspeichers für die CRPropa-Simulationen nicht gewählt werden.

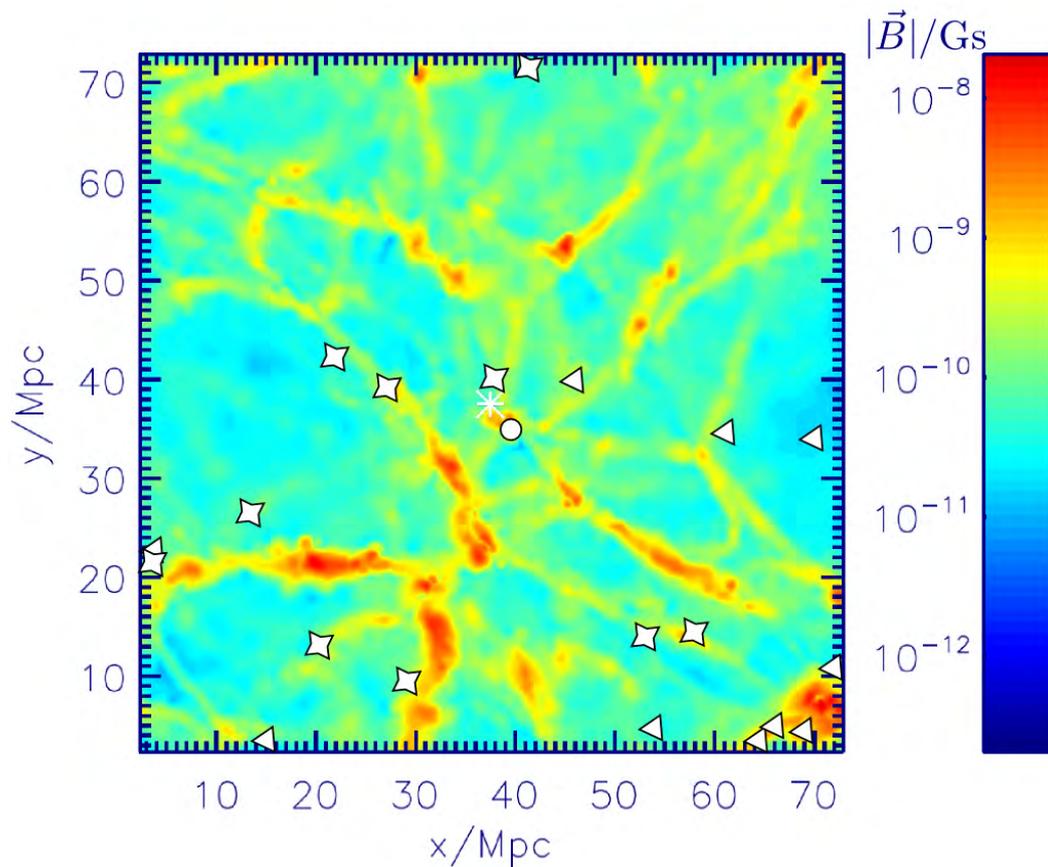


Abbildung 5.1: Zweidimensionaler Schnitt durch das Dolag-Magnetfeld. Die Beobachterposition ist durch einen Stern markiert. Die Position der erdnahen Quelle (Centaurus A) ist mit einem Kreis markiert. Dreiecke markieren die 10 Hintergrundquellen der Quellkonfiguration I. Eine alternative Quellkonfiguration II ist durch Vierspitze markiert. Der minimale Abstand zwischen einer Hintergrundquelle und dem Beobachter beträgt für Quellkonfiguration I näherungsweise 34 Mpc und für Quellkonfiguration II näherungsweise 29 Mpc.

emittiert. Die Emissionsenergien wurden später so umgewichtet, dass das in der Simulation vom Beobachter detektierte Energiespektrum möglichst gut zu den derzeitigen Messdaten passt. Dieses Vorgehen ist üblich, weil man derzeit nur das auf der Erde gemessene Energiespektrum der kosmischen Strahlung kennt, aber keine Informationen über das von möglichen Teilchenquellen emittierte Energiespektrum hat.

5.3 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt sind für die unterschiedlichen Simulationen die wichtigsten Parameter in einer Tabelle zusammengefasst. Zudem wird ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen aus [SMK⁺11] durchgeführt.

5.3.1 Hintergrundquellen

Zur Simulation der Hintergrundquellen wurden in zwei verschiedenen Quellkonfigurationen je 10 Zufallsquellen verwendet. Diese waren sowohl in den eigenen Simulationen als auch in [SMK⁺11] weiter als 20 Mpc vom Beobachter entfernt. Die Positionen der Hintergrundquellen sind in Abbildung 5.1 skizziert. Die wichtigsten Parameter der Simulation sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die eigenen Simulationsergebnisse sind für Quellkonfiguration I in Abbildung 5.2 und für Quellkonfiguration II in Abbildung 5.3 dargestellt. Die von Sigl et al. [SMK⁺11] für dieses Szenario erzielten Ergebnisse sind zum Vergleich in Abbildung 5.4 gezeigt.

Tabelle 5.1: Eigenschaften des Szenarios der Hintergrund-Teilchenquellen in einer Entfernung $d > 20$ Mpc. Erdnahe Quellen, wie z. B. Centaurus A, werden nicht betrachtet.

Entfernung d	$20 \text{ Mpc} < d \leq 40 \text{ Mpc}$	$40 \text{ Mpc} < d$
Maximale Steifigkeit E_{max}/Z	10^{19} eV	$3.85 \cdot 10^{20} \text{ eV}$
Spektralindex γ	2.7	2.7
Relative Stärke	1	1
Elementhäufigkeit $x_{Z,A}$	$x_{26,56}/x_{1,1} = 6.83 \cdot 10^{-4}$	$x_{26,56}/x_{1,1} = 6.83 \cdot 10^{-4}$
Elementhäufigkeit $q_{Z,A}$	$q_{26,56}/q_{1,1} = 0.64$	$q_{26,56}/q_{1,1} = 0.64$

Betrachtet man das in der Simulation vom Beobachter gemessene Energiespektrum (vgl. Abb. 5.2 oben links), dann stellt man fest, dass dieses recht gut zu den Messungen von HiRes [Abb08a] und Auger [Abr08] passt. In Abbildung 5.2 oben rechts erkennt man an der Linie zwei Maxima der mittleren Massenzahl $\langle A \rangle$ bei 10 EeV und 100 EeV. Diese Darstellung wird im Weiteren als Massenspektrum bezeichnet. Die beiden Maxima im Massenspektrum sind vor allem auf das gewählte Szenario (vgl. Tab. 5.1)

zurückzuführen, bei dem nur Eisenkerne und Protonen rigiditätsbeschränkt beschleunigt werden. Die in Abbildung 5.2 in der Mitte links dargestellte Sinusoidal-Projektion der aus den Simulationsergebnissen vorhergesagten Himmelsverteilung weist im Gegensatz zu Abbildung 5.2 in der Mitte rechts keine markante Anisotropie auf. Dies ist im Einklang mit den bisher beobachteten Anisotropien über einer Teilchenenergie von 55 EeV [Abr07] und dem Fehlen einer solchen Anisotropie bei geringeren Energien. In den Sinusoidal-Projektionen der aus den Simulationsergebnissen vorhergesagten Himmelsverteilung ist durch einen Stern die Position der nächsten Teilchenquelle markiert. Wenn man nun die kumulative Verteilung der Winkel, um die die UHECR mit einer Energie von mehr als 55 EeV beim Durchqueren des Dolag-Magnetfeldes abgelenkt wird (kumulative Ablenkwinkelverteilung), betrachtet (vgl. Abb. 5.2 unten links), dann stellt man fest, dass bei diesem Szenario nur ca. 20% der UHECR um mehr als 50° abgelenkt werden. Erinnert man sich z. B. an den Vergleich der kumulativen Füllfaktoren des Dolag- und des Miniati-Magnetfeldes (vgl. Abb. 3.6), dann erwartet man für das Miniati-Magnetfeld im Vergleich zum Dolag-Magnetfeld insgesamt deutlich mehr große Ablenkwinkel. Die Anisotropiesignifikanz in einem Winkel von 18° in Richtung der durch einen Stern in der Himmelsverteilung (vgl. Abb. 5.2 Mitte) markierten Position der nächsten Teilchenquelle ist in Abbildung 5.2 unten rechts als Funktion der Energie aufgetragen. Die von Lemoine und Waxman nach Gleichung (5.1) vorhergesagte Anisotropiesignifikanz ist als rote, gestrichelte Linie ebenfalls in Abbildung 5.2 unten rechts dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass von Lemoine und Waxman eine deutlich höhere Anisotropie für Teilchenenergien im Bereich von wenigen EeV mit Gleichung (5.1) vorhergesagt wurde. Diese deutliche Abweichung ist insofern nicht verwunderlich, als dass Gleichung (5.1) nur unter der Annahme von vernachlässigbaren Wechselwirkungen der UHECR gilt. Für Quellen, die einen Abstand von mehr als 20 Mpc vom Beobachter haben, scheinen die Wechselwirkungen der UHECR keinesfalls vernachlässigbar zu sein.

Betrachtet man nun Abbildung 5.3 im Vergleich zu Abbildung 5.2, dann sollte man den Einfluss unterschiedlicher Quellkonfigurationen auf die Simulationsergebnisse abschätzen können. Im direkten Vergleich fällt auf, dass sich lediglich die Anisotropiesignifikanz der nächsten Quelle deutlich geändert hat. Da bei Quellkonfiguration II die nächste Quelle näherungsweise 29 Mpc und bei Quellkonfiguration I ungefähr 34 Mpc vom Beobachter entfernt ist, ist nachvollziehbar, dass die maximale Anisotropiesignifikanz für Quellkonfiguration II etwas größer ist, als die Anisotropiesignifikanz für Quellkonfiguration I. Dies kann man auch im direkten Vergleich von Abbildung 5.3 mit Abbildung 5.2 gut erkennen. Die beiden Maxima im Massenspektrum haben sich trotz einer völlig anderen Quellkonfiguration nicht verschoben. Deshalb scheint Ihre Position im Massenspektrum auch nicht abhängig von der Quellkonfiguration zu sein. Unterschiede in der Höhe der Maxima im Massenspektrum sollten auf Quellen zurückgeführt werden können, die dichter beim Beobachter liegen. Ist eine Teilchenquelle sehr nah am Beobachter, dann sollten viel weniger der beschleunigten Eisenkerne mit den Photonen der Hintergrundstrahlung wechselwirken und die Häufigkeit von z. B. Photodisintegrationen abnehmen. Dies hätte eine Erhöhung der mittleren Massenzahl $\langle A \rangle$ zur Folge.

Vergleicht man nun noch Abbildung 5.4 für das Miniati-Magnetfeld mit den Abbildungen 5.2 und 5.3 für das Dolag-Magnetfeld, dann stellt man fest, dass das auf Grundlage des Miniati-Magnetfeldes erzeugte Massenspektrum ebenfalls ein Maximum bei 10 EeV aufweist. Dieses Maximum ist jedoch viel schwächer ausgeprägt, als es bei den eigenen Simulationen mit dem Dolag-Magnetfeld der Fall ist. Wenn man die kumulative Ablenkungsverteilung in Abbildung 5.4 mit denen in den Abbildungen 5.2 und 5.3 vergleicht, dann stellt man fest, dass bei Sigl et al. ca. 40% der Teilchen um mehr als 50° abgelenkt werden, während in den eigenen Simulationen nur ca. 20% der UHECR um mehr als 50° abgelenkt werden. Diese viel stärkeren Ablenkungen bei Sigl et al. lassen sich auf das Miniati-Magnetfeld zurückführen. Wie bereits erwähnt wurde, stehen die beim Miniati-Magnetfeld beobachteten höheren Ablenkungswinkel im Einklang mit den in Abbildung 3.6 dargestellten Füllfaktoren. Da das Miniati-Magnetfeld zu höheren Ablenkungswinkeln führt, muss die geladene UHECR im Miniati-Magnetfeld im Mittel einen größeren Weg bis zum Beobachter zurücklegen, als im Dolag-Magnetfeld. Dies erhöht u. a. die Wahrscheinlichkeit für Photodisintegration, die dann zu einer Verringerung der mittleren Massenzahl $\langle A \rangle$ im Massenspektrum von Abbildung 5.4 führt. Die bei Sigl et al. beobachtete Anisotropiesignifikanz weicht auch deutlich von der durch Lemoine und Waxman vorhergesagten Kurve ab. Da auch bei Sigl et al. im gleichen Szenario die nächste Quelle mehr als 20 Mpc vom Beobachter entfernt ist, stützen auch die Ergebnisse von Sigl et al. die aus meinen eigenen Simulationen abgeleitete Schlussfolgerung, dass für Quellen, die einen Abstand von mehr als 20 Mpc vom Beobachter haben, die Wechselwirkungen der UHECR keinesfalls im Sinne von Lemoine und Waxman vernachlässigbar sind. Aus diesem Grund soll im nächsten Abschnitt dieser Arbeit ein weiteres Szenario mit einer nahen Quelle im Abstand von nur ca. 4 Mpc zum Beobachter untersucht werden.

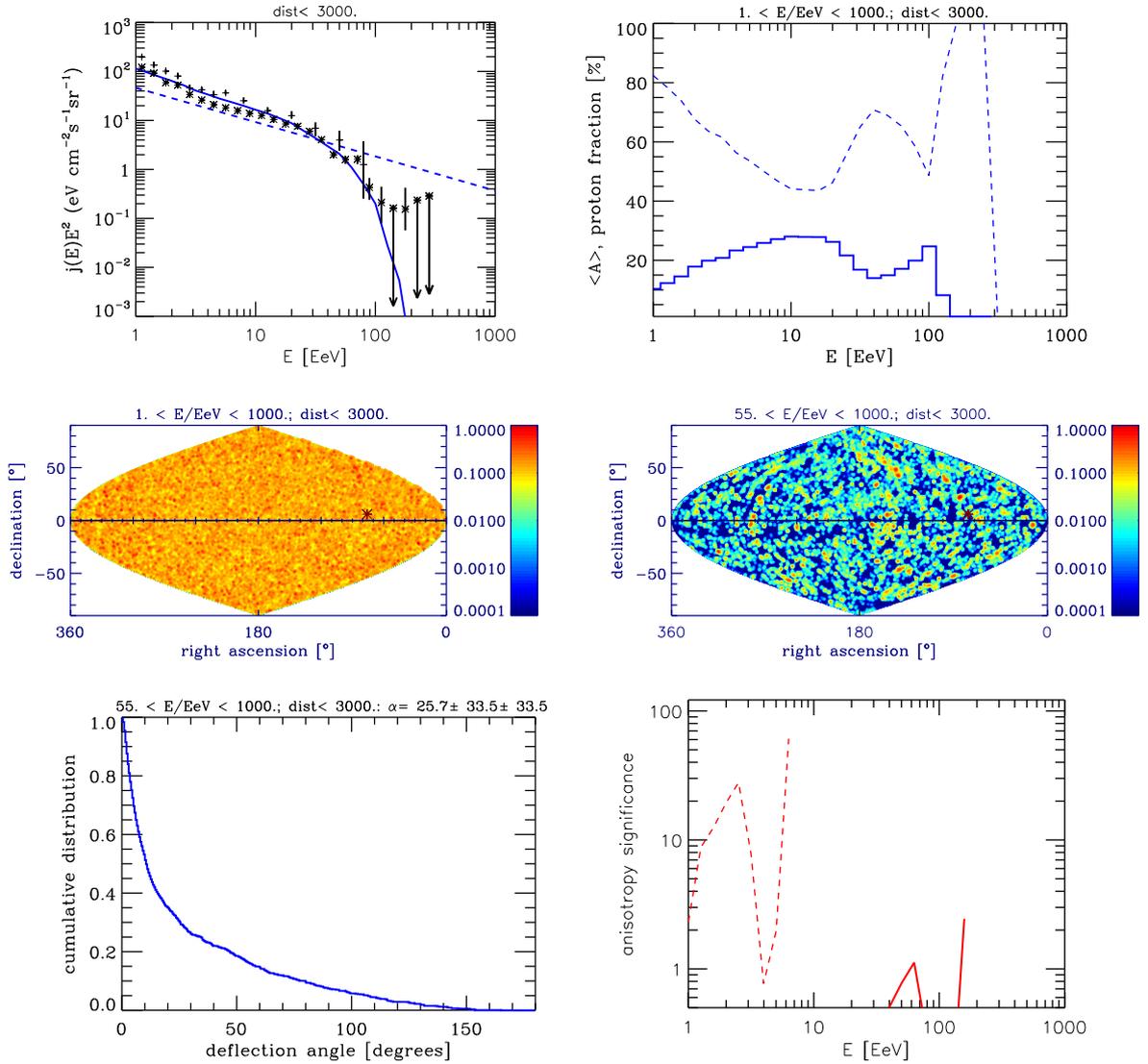


Abbildung 5.2: Ergebnisse für das in Tabelle 5.1 näher spezifizierte Szenario ohne nahe Quelle mit der Quellkonfiguration I (vgl. Abb. 5.1). Oben links: Das von der Quelle emittierte Spektrum ist gestrichelt und das in der Simulation vom Beobachter gemessene Spektrum ist als blaue durchgezogene Linie dargestellt. Die experimentellen HiRes-Daten [Abb08a] sind als Kreuz und die experimentellen Auger-Daten [Abr08] sind als Sterne dargestellt. Oben rechts: Die mittlere Massenzahl $\langle A \rangle$ ist in Abhängigkeit von der Energie E als blaue durchgezogene Linie und das relative Protonenverhältnis als blaue gestrichelte Linie dargestellt. Mitte links: Sinusoidal-Projektion der aus den Simulationsergebnissen vorhergesagten Himmelsverteilung in dem Energieintervall von 1 EeV bis 1000 EeV. Durch einen Stern ist die Position der nächsten Quelle markiert. Mitte rechts: Sinusoidal-Projektion für das Energieintervall von 55 EeV bis 1000 EeV. Unten links: Kumulative Verteilung der Winkel, um die die UHECR mit einer Energie von mehr als 55 EeV beim Durchqueren des Dolag-Magnetfeldes abgelenkt wird (kumulative Ablenkwinkelverteilung). Unten rechts: Anisotropiesignifikanz in einem Winkel von 18° in Richtung der nächsten Teilchenquelle in Abhängigkeit von der Energie. Die Vorhersage von Lemoine und Waxman nach Gleichung (5.1) ist als rote, gestrichelte Linie dargestellt.

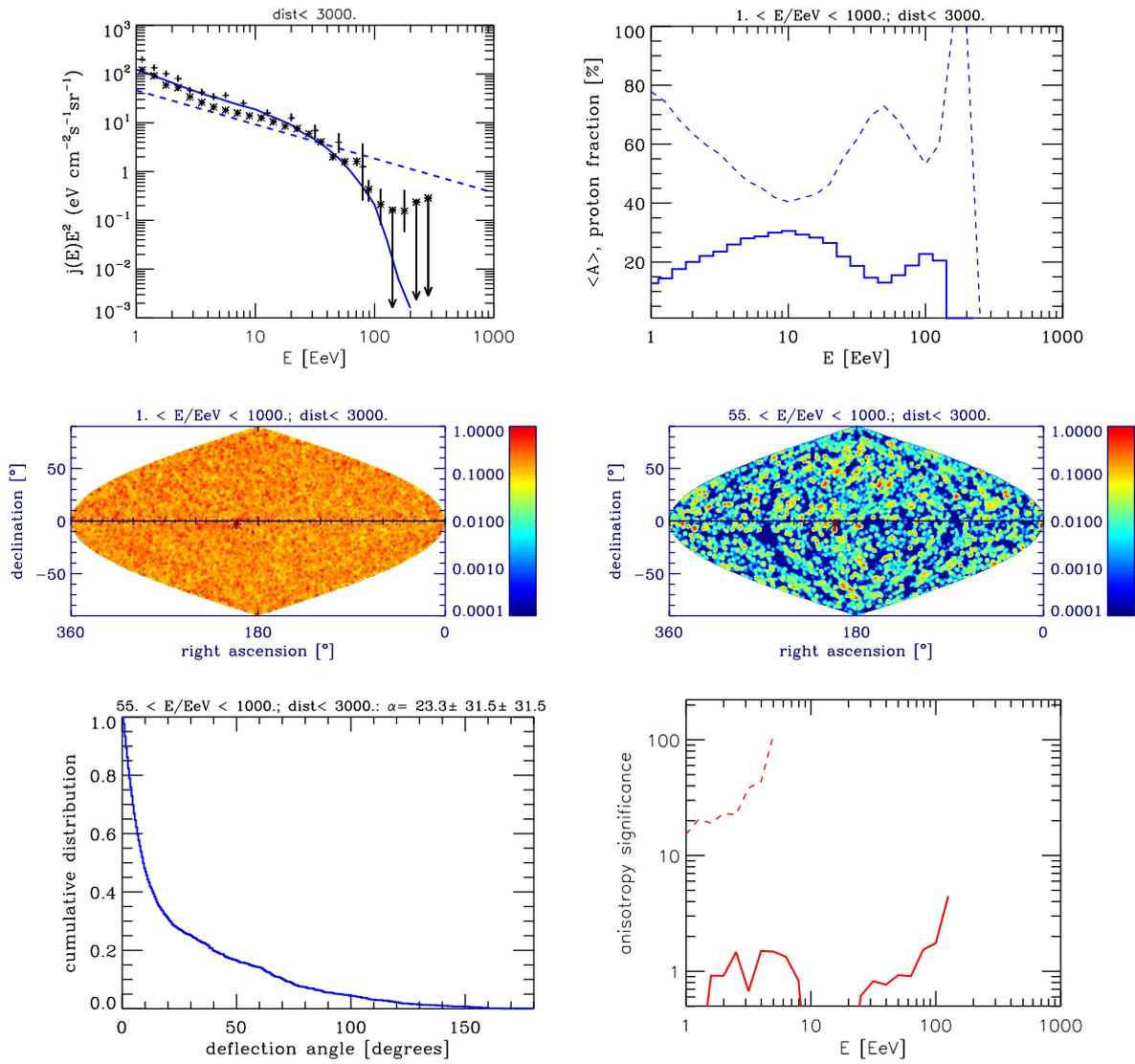


Abbildung 5.3: Wie in Abbildung 5.2, aber hier unter Verwendung von Quellkonfiguration II

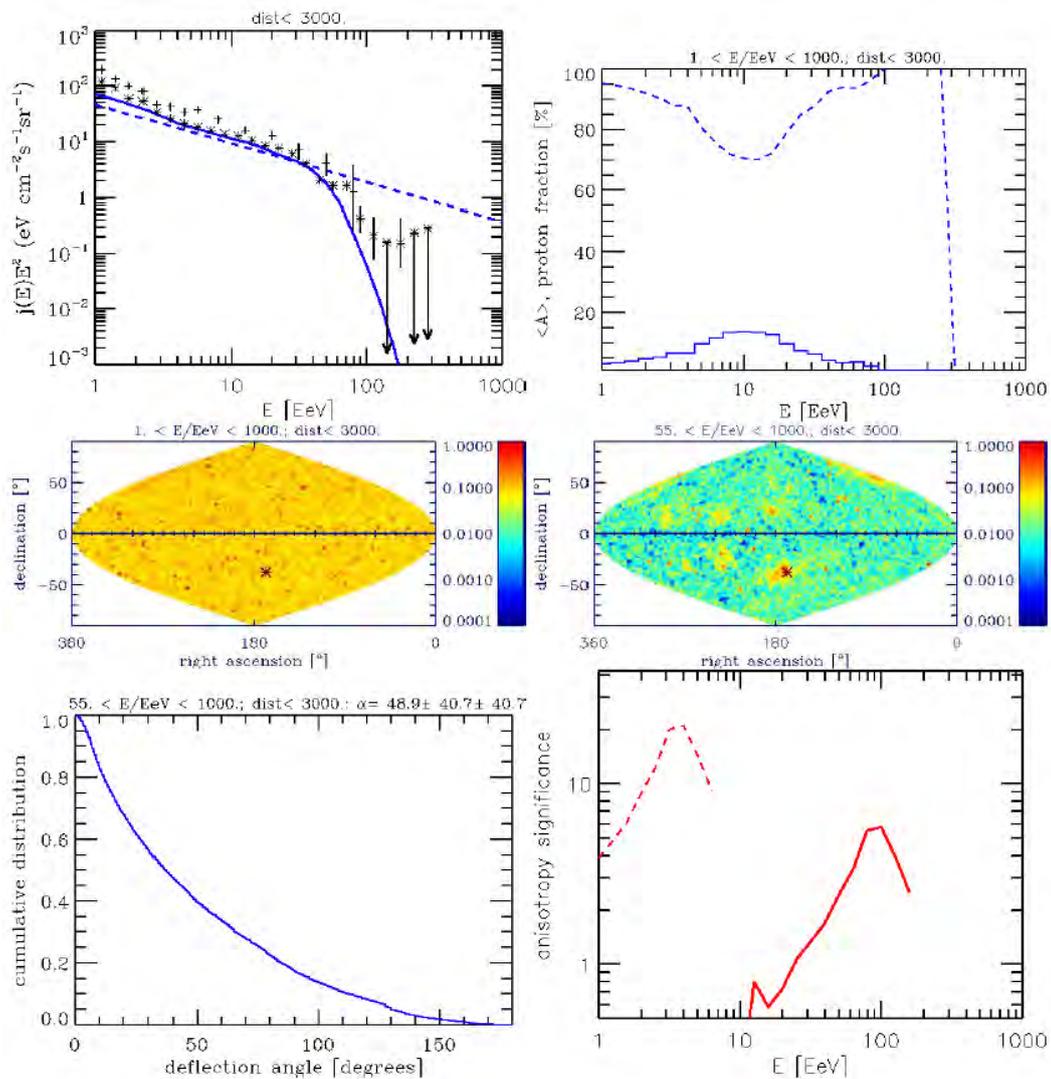


Abbildung 5.4: Wie in Abbildung 5.2, aber hier sind die Ergebnisse von Sigl et al. [SMK⁺11] für das Miniati-Magnetfeld dargestellt.

5.3.2 Erdnahe und erdferne Teilchenquellen

Das in diesem Unterkapitel vorgestellte Szenario unterscheidet sich von dem im letzten Abschnitt beschriebenen Szenario im wesentlichen dadurch, dass hier Simulationen mit einer zusätzlichen erdnahe Teilchenquelle, die sich in einem Abstand von ungefähr 4 Mpc zur Erde befindet, durchgeführt werden. Bei den eigenen Simulationen befindet sich die erdnahe Teilchenquelle an der realen Position von Centaurus A. Die

Tabelle 5.2: Eigenschaften des Szenarios für erdnahe und erdferne Teilchenquellen

Art der Quelle	Erdnahe Quelle	Ferne Hintergrundquelle
Maximale Steifigkeit E_{\max}/Z	10^{19} eV	$2 \cdot 10^{20}$ eV
Spektralindex γ	2.0	2.7
Relative Stärke	0.1	1
Komposition	galaktisch	galaktisch

wichtigsten Parameter der Simulationen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die Simulationsergebnisse für das in Tabelle 5.2 genauer spezifizierte Szenario ohne Wechselwirkungen können Abbildung 5.5 entnommen werden. Dieses Szenario ist insbesondere deshalb sehr interessant, weil es Lemoines und Waxmans vereinfachender Annahme vernachlässigbarer Wechselwirkungen genügt und somit die Gültigkeit von Gleichung (5.1) besser überprüft werden kann. Die vergleichbaren Ergebnisse von Sigl et al. für das Miniati-Magnetfeld sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Nutzt man das gleiche Szenario und schaltet alle Wechselwirkungen ein, dann ist die Anisotropiesignifikanz für die nächste Quelle in Abbildung 5.7 dargestellt. Zudem enthält Abbildung 5.7 zum Vergleich die Ergebnisse von Sigl et al.

Betrachtet man nun die Ergebnisse in Abbildung 5.5, so stellt man fest, dass in Abbildung 5.5 (links oben) für sinnvolle Quellparameter keine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten für das Energiespektrum und dem simulierten Energiespektrum zu erkennen ist. Dies soll laut [SMK⁺11] aber nicht verwunderlich sein. Als Gründe werden fehlende GZK-ähnliche Unterdrückungen und magnetische Horizont-Effekte [DLP04] angegeben. Falls man dagegen die Anisotropiesignifikanz in Abbildung 5.5 betrachtet, stellt man fest, dass diese oberhalb von 5 EeV sehr gut mit der Vorhersage von Lemoine und Waxman übereinstimmt. In den von Sigl et al. erzielten Ergebnissen konnte keine so gute Übereinstimmung zwischen der Theorie von Lemoine und Waxman und der simulierten Anisotropiesignifikanz erzielt werden (vgl. Abb. 5.6). Mögliche Erklärungen für die von Sigl et al. beobachteten Abweichungen finden sich in [SMK⁺11]. Da sich in meinem Szenario die nahe Quelle in einem Gebiet befindet, in dem der Betrag der magnetischen Flussdichte ca. zwei bis drei Größenordnungen größer ist, als am Ort des Beobachters ($\|\vec{B}\| \approx 10^{-11}$ Gs), kann für die Abweichung der Anisotropiesignifikanz von der durch Gleichung (5.1) beschriebenen theoretischen Anisotropiesignifikanz ein durch die betragsmäßig höhere magnetische Flussdichte her-

vorgerufener magnetischer Abschirmungseffekt verantwortlich gemacht werden. Dieser Abschirmungseffekt ist genauer in [SMK⁺11] beschrieben. Die Grundidee besteht darin, dass die betragsmäßig höhere magnetische Flussdichte in der Nähe der Teilchenquelle die stärker geladenen Kerne mit Energien von wenigen EeV, die von Orten hinter der nahen Quelle stammen, teilweise vom Beobachter abschirmen kann, sodass die in der Simulation bestimmte Anisotropie im Bereich von wenigen EeV abnimmt. Dieser Effekt ist zwangsläufig stark abhängig vom Magnetfeldmodell. Deshalb zeigt sich dieser Effekt bei Sigl et al. in einer schwächeren Ausprägung.

Wenn man alle relevanten Wechselwirkungen einschaltet, dann erhält man die in Abbildung 5.7 dargestellte Anisotropiesignifikanz. Man erkennt an Abbildung 5.7 deutlich, dass die von Lemoine und Waxman vorhergesagte Anisotropiesignifikanz sowohl für das Dolag- als auch für das Miniati-Magnetfeld um ca. eine Größenordnung größer ist, als die simulierte Anisotropiesignifikanz. Wenn man diese Anisotropiesignifikanz mit der zuvor für den Fall ohne Wechselwirkungen erzielten Anisotropiesignifikanz vergleicht, dann wird deutlich, dass die Wechselwirkungen auch für nahe Quellen nicht bedenkenlos vernachlässigt werden können.

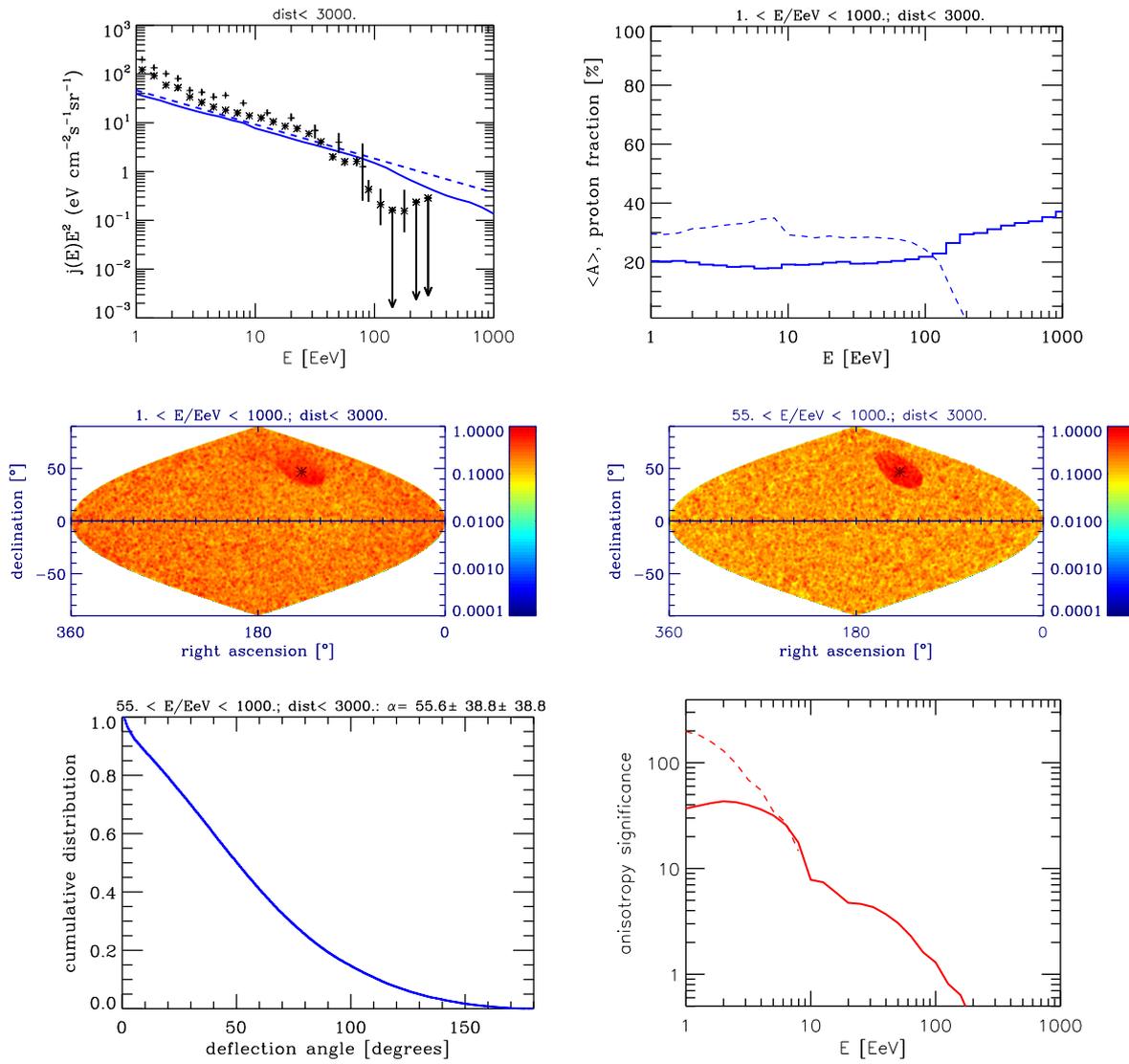


Abbildung 5.5: Wie in Abbildung 5.2, aber hier für das in Tabelle 5.2 aufgeführte Szenario unter Vernachlässigung aller Wechselwirkungen

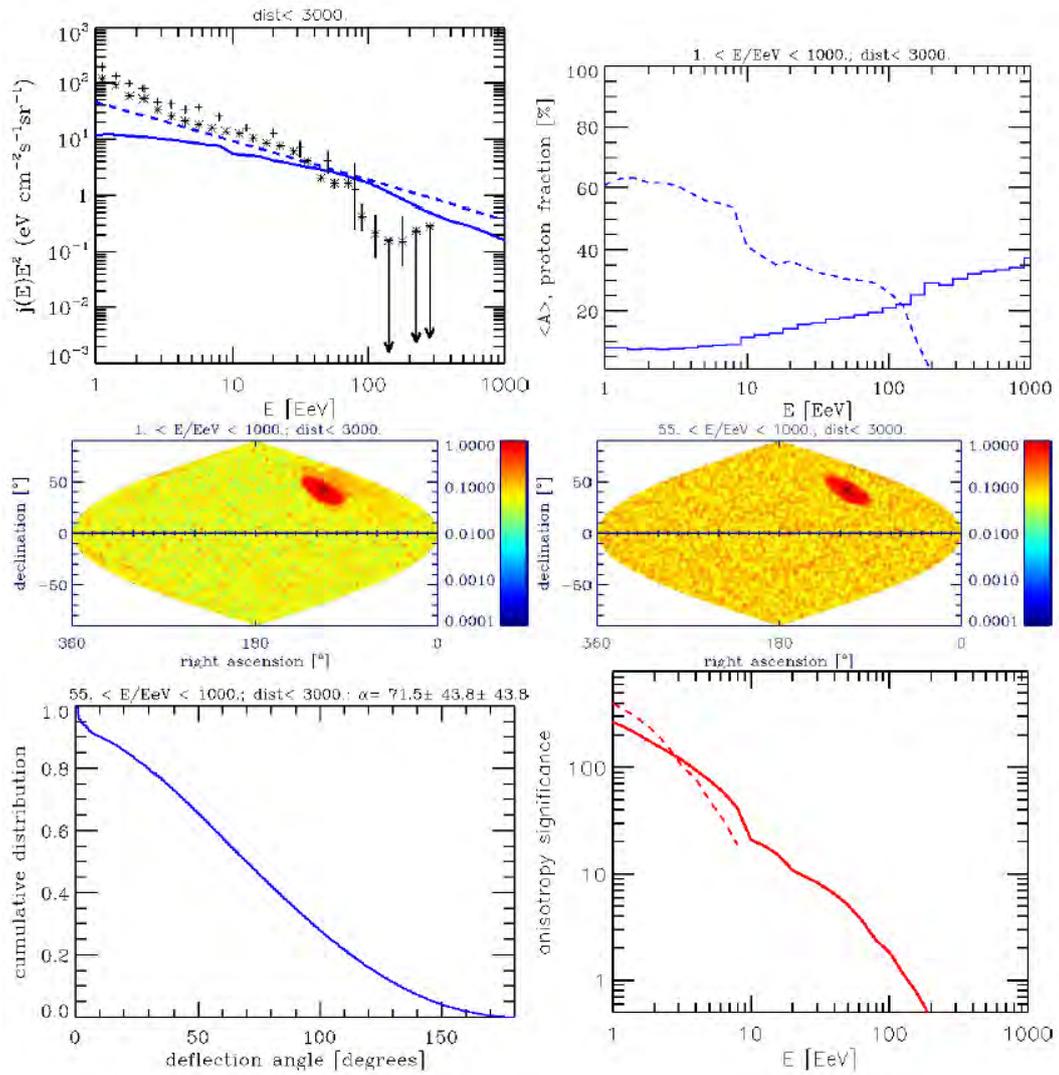


Abbildung 5.6: Wie in Abbildung 5.5, aber hier sind die Ergebnisse von Sigl et al. für das Miniati-Magnetfeld dargestellt.

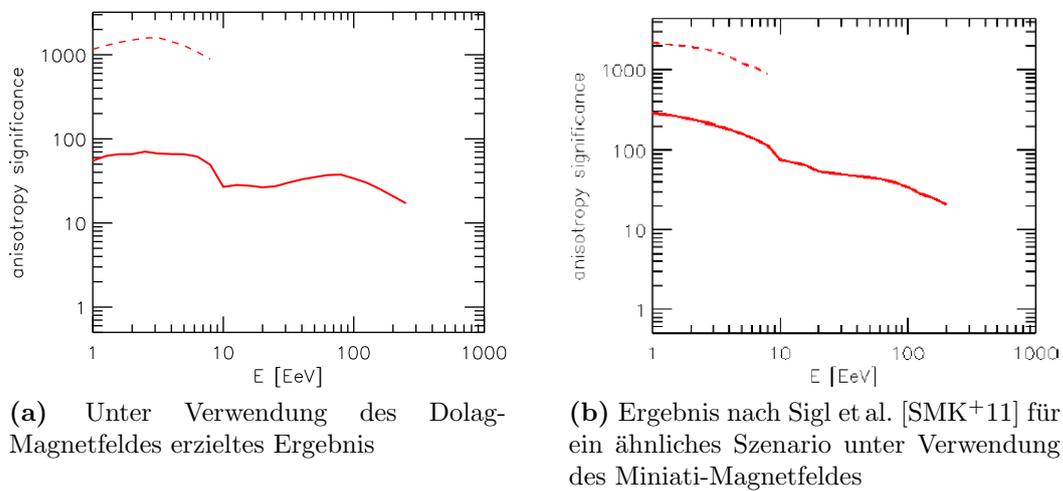


Abbildung 5.7: Energieabhängigkeit der Anisotropiesignifikanz für das in Tabelle 5.2 spezifizierte Szenario mit einer erdnahen Quelle unter Berücksichtigung aller relevanten Wechselwirkungen. In (a) ist das Ergebnis der eigenen Simulationen und in (b) ist das Ergebnis für das Miniati-Magnetfeld nach Sigl et al. [SMK⁺11] dargestellt.

6 Zusammenfassung

Die in der Literatur bisher nur unzureichend untersuchte und noch immer zahlreiche Fragen aufwerfende Propagation ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung (UHECR) im extragalaktischen Magnetfeld des lokalen Universums wurde mit dem Programm CRPropa 2.0 simuliert. Das Programm CRPropa berechnet die Trajektorien von Protonen und schwereren Atomkernen bis hin zu Eisenkernen und von deren Sekundärteilchen [ASBM07, AB10]. Es berücksichtigt dabei neben der elektromagnetischen Hintergrundstrahlung (CMB, IRB, RB) in seiner aktuellen Version u. a. auch die Photodisintegration und den radioaktiven Zerfall schwerer Atomkerne [KKN⁺09]. Dies macht es möglich, die Propagation der UHECR mit CRPropa sehr realistisch zu simulieren und den Einfluss von Wechselwirkungen mit der elektromagnetischen Hintergrundstrahlung auf die Propagation der UHECR zu untersuchen. Als realitätsnahes Modell für das extragalaktische Magnetfeld fand das Dolag-Magnetfeld [DGST05] Verwendung.

Zu den in dieser Arbeit neu gewonnenen Erkenntnissen gehört die Beobachtung, dass das auf der Erde gemessene Energiespektrum und das Massenspektrum bei Abwesenheit einer erdnahen Teilchenquelle nur geringfügig von der Quellkonfiguration abhängen. Zudem wurde gezeigt, dass die von Lemoine und Waxman in dem Artikel [LW09] vorhergesagte Anisotropiesignifikanz sogar bei der Vernachlässigung aller Wechselwirkungen nur für Teilchenenergien oberhalb von 5 EeV mit der in den eigenen Simulationen berechneten Anisotropiesignifikanz übereinstimmt. Auf die Realität, in der die UHECR mit dem elektromagnetischen Hintergrund wechselwirkt, sind die Ergebnisse von Lemoine und Waxman daher nicht ohne große Fehler übertragbar. Im Vergleich zu den Ergebnissen einer Arbeit von Sigl et al. [SMK⁺11], die auf dem wenig realitätsnahen Miniati-Magnetfeld basiert, ergeben sich für die im Zusammenhang mit dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zum Teil deutliche Unterschiede. Diese betreffen vor allem das in den Simulationen vom Beobachter detektierte Massenspektrum und die Anisotropiesignifikanz.

Die Ergebnisse meiner Arbeit könnten z. B. zur Verbesserung der Theorie von Lemoine und Waxman verwendet werden, da diese in ihrer gegenwärtigen Form nicht zur korrekten Abschätzung des von einer Teilchenquelle emittierten Protonenanteils geeignet ist. Zudem machen meine Ergebnisse deutlich, dass die Kenntnis des wahren extragalaktischen Magnetfeldes in Richtung von Centaurus A notwendig ist, um die Propagation der wahrscheinlich von Centaurus A emittierten UHECR besser verstehen und ihr ursprüngliches Massenspektrum berechnen zu können.

7 Danksagung

Ich danke allen, die mich während des Schreibens dieser Arbeit unterstützt haben. Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert für das Thema dieser Arbeit und für die intensive Betreuung. Herrn Dr. Klaus Dolag danke ich für die Übernahme des Korreferats. Darüber hinaus danke ich Herrn Prof. Dr. Günter Sigl für die hilfreiche Unterstützung bei Fragen im Zusammenhang mit meiner Arbeit. Abschließend danke ich auch Herrn Dr. Nils Nierstenhöfer und Herrn Biswajit Sarkar für die Hilfe bei Fragen im Zusammenhang mit dem Programm CRPropa.

Literaturverzeichnis

- [AB10] ARMENGAUD, Éric; BEAU, Tristan; APC/IAP (Hrsg.): *The CRPropa framework: A numeric tool to study propagation effects on UHECRs and their secondaries in the Local Universe*. v1r4. Paris: APC/IAP, April 2010
- [Abb08a] ABBASI, R. U. ET AL. [THE HIGH RESOLUTION FLY'S EYE COLLABORATION]: First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. In: *Physical Review Letters* 100 (2008), März, Nr. 10, S. 101101
- [Abb08b] ABBASI, R. U. ET AL. [THE HIGH RESOLUTION FLY'S EYE COLLABORATION]: Search for correlations between HiRes stereo events and active galactic nuclei. In: *Astroparticle Physics* 30 (2008), November, Nr. 4, S. 175–179
- [Abr07] ABRAHAM, J. ET AL. [THE PIERRE AUGER COLLABORATION]: Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. In: *Science* 318 (2007), November, Nr. 938, S. 938–943
- [Abr08] ABRAHAM, J. ET AL. [THE PIERRE AUGER COLLABORATION]: Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), August, Nr. 6, S. 061101
- [Abr10a] ABRAHAM, J. ET AL. [THE PIERRE AUGER COLLABORATION]: Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV. In: *Physical Review Letters* 104 (2010), März, Nr. 9, S. 091101
- [Abr10b] ABREU, P. ET AL. [THE PIERRE AUGER COLLABORATION]: Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. In: *Astroparticle Physics* 34 (2010), Dezember, Nr. 5, S. 314–326
- [Abr11] ABREU, P. ET AL. [THE PIERRE AUGER COLLABORATION]: Anisotropy and chemical composition of ultra-high energy cosmic rays using arrival directions measured by the Pierre Auger Observatory. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2011 (2011), Juni, Nr. 6, S. 022.1–022.17
- [ASBM07] ARMENGAUD, Eric; SIGL, Günter; BEAU, Tristan; MINIATI, Francesco: CR-Propa: A numerical tool for the propagation of UHE cosmic rays, γ -rays and neutrinos. In: *Astroparticle Physics* 28 (2007), Dezember, Nr. 4-5, S. 463–471

- [BEH09] BLÜMER, J.; ENGEL, R.; HÖRANDEL, J. R.: Cosmic rays from the knee to the highest energies. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 63 (2009), Oktober, Nr. 2, S. 293–338
- [DGST05] DOLAG, K.; GRASSO, D.; SPRINGEL, V.; TKACHEV, I.: Constrained simulations of the magnetic field in the local Universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 1 (2005), Januar, Nr. 1, S. 9
- [DLP04] DELIGNY, O.; LETESSIER-SELVON, A.; PARIZOT, E.: Magnetic horizons of UHECR sources and the GZK feature. In: *Astroparticle Physics* 21 (2004), September, Nr. 6, S. 609–615
- [DT96] DUVERNOIS, M. A.; THAYER, M. R.: The Elemental Composition of the Galactic Cosmic-Ray Source: ULYSSES High-Energy Telescope Results. In: *Astrophysical Journal* 465 (1996), Juli, Nr. 1, S. 982
- [GM77] GINGOLD, R. A.; MONAGHAN, J. J.: Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181 (1977), November, Nr. 1, S. 375–389
- [GPS06] GOLDSTEIN, Herbert; POOLE JR., Charles P.; SAFKO SR., John L.: *Klassische Mechanik*. 3. Berlin: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006 (Lehrbuch Physik). – 704 S. – ISBN 978-3-527-40589-3
- [Gre66] GREISEN, K.: End to the Cosmic-Ray Spectrum? In: *Physical Review Letters* 16 (1966), April, Nr. 17, S. 748–750
- [Hes12] HESS, Victor F.: Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Ballonfahrten. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), S. 1084–1091
- [HK89] HERNQUIST, L.; KATZ, N.: TREESPH - A unification of SPH with the hierarchical tree method. In: *Astrophysical Journal Supplement Series* 70 (1989), Juni, Nr. 1, S. 419–446
- [KKN⁺09] KAMPERT, Karl H.; KULBARTZ, Jörg K.; NIERSTENHOEFER, Nils; RISSE, Markus; SIGL, Günter: Propagation of Ultra-High Energy Nuclei with CRPropa. In: *Proceedings of the 31st ICRC, Łódź, 2009*
- [KO11] KOTERA, Kumiko; OLINTO, Angela V.: *The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays*. arXiv:1101.4256v1, Januar 2011
- [KZ97] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, Hans V.; ZUBER, Kai: *Teilchenastrophysik*. 1. Stuttgart: B. G. Teubner, 1997 (Teubner-Studienbücher: Physik). – 488 S. – ISBN 978-3-519-03094-2

- [LL03] LIU, G. R.; LIU, M. B.: *Smoothed Particle Hydrodynamics: A Meshfree Particle Method*. 1. Singapore: World Scientific Publishing, 2003. – 449 S. – ISBN 981–238–456–1
- [Luc77] LUCY, L. B.: A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. In: *Astronomical Journal* 82 (1977), Dezember, Nr. 1, S. 1013–1024
- [LW09] LEMOINE, M.; WAXMAN, E.: Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 11 (2009), November, Nr. 11, S. 9
- [Min02] MINIATI, F.: Intergalactic shock acceleration and the cosmic gamma-ray background. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 337 (2002), November, Nr. 1, S. 199–208
- [ML85] MONAGHAN, J. J.; LATTANZIO, J. C.: A refined particle method for astrophysical problems. In: *Astronomy and Astrophysics* 149 (1985), August, Nr. 1, S. 135–143
- [Pak06] PAKMOR, Rüdiger: *The imprint of the dynamical state on the structure of magnetic fields in simulated galaxy clusters*. November 2006
- [Sar10] SARKAR, Biswajit: *Simulation studies on creation and propagation of UHE-photons with CRPropa*. Juli 2010
- [Sch10] SCHNEIDER, Peter: *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. 1. Berlin: Springer, 2010. – 459 S. – ISBN 978–3–642–06971–0
- [SME04] SIGL, G.; MINIATI, F.; ENSSLIN, T. A.: Ultrahigh energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields. In: *Physical Review D* 70 (2004), August, Nr. 4, S. 043007
- [SMK⁺11] SIGL, Günter; MACCIONE, Luca; KULBARTZ, Jörg; NIERSTENHÖFER, Nils; KAMPERT, Karl-Heinz: *Energy Dependent Anisotropies of Ultrahigh Energy Cosmic Rays in a Structured Universe*. 2011. – In Vorbereitung zur Veröffentlichung bei JCAP
- [Spr05] SPRINGEL, V.: The cosmological simulation code GADGET-2. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 364 (2005), Dezember, Nr. 4, S. 1105–1134
- [TF88] TULLY, R. B.; FISHER, J. R.: *Nearby Galaxies Catalog*. 1. Cambridge: Cambridge University Press, 1988. – 224 S. – ISBN 978–0–521–35299–4
- [VV06] VÉRON-CETTY, M.-P.; VÉRON, P.: A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition. In: *Astronomy and Astrophysics* 455 (2006), August, Nr. 2, S. 773–777

- [ZK66] ZATSEPIN, G. T.; KUZ'MIN, V. A.: Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966), August, Nr. 1, S. 78