

Suche nach dunkler Materie  
mit den  
H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskopen

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Departments Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Joachim Ripken  
aus Hamburg

Hamburg,  
2007

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Götz Heinzelmann Prof. Dr. Caren Hagner
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Götz Heinzelmann Prof. Dr. Beate Naroska
Datum der Disputation:	5. 12. 2007
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. Hans Dierk Rüter
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Günter Huber
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Prof. Dr. Arno Frühwald

## Kurzfassung

Die Natur der dunklen Materie ist nach wie vor ungeklärt und stellt eine der fundamentalsten Fragen der aktuellen Kosmologie dar. In vielen verschiedenen Experimenten wird versucht, diese Teilchen, die sogenannten WIMPs (aus dem Englischen: *Weakly Interacting Massive Particles*), nachzuweisen. In einigen Modellen der dunklen Materie wird vorhergesagt, dass sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung durch Annihilation der WIMPs in konzentrierten Ansammlungen dunkler Materie produziert wird. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden anhand von Beobachtungen im Energiebereich von 100 GeV bis 100 TeV mit dem System abbildender Cherenkov-Teleskope des H.E.S.S.-Experiments (aus dem Englischen: *High Energy Stereoscopic System*) verschiedene Objekte untersucht, ob die gemessene Strahlung ihren Ursprung in der Annihilation von Teilchen dunkler Materie haben könnte.

Das Zentrum unserer Galaxie ist ein in der Literatur viel diskutierter Bereich, in dem sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung aus Annihilation dunkler Materie entstehen könnte. Es wurde mit H.E.S.S. sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung aus dieser Richtung nachgewiesen. Es wird aber gezeigt, dass die gemessene Strahlung aus der Richtung des galaktischen Zentrums nicht ausschließlich von dunkler Materie erzeugt wird. Daher wurde zusätzlich untersucht, welche Aussagen mit der Hypothese getroffen werden können, dass nur ein Anteil aus dieser Strahlung besteht. Es konnten interessante Einschränkungen auf das Dichteprofil der hypothetischen DM-Ansammlung gewonnen werden; ein Dichteprofil nach Moore kann für viele Parametersätze der untersuchten Modelle ausgeschlossen werden. Auf den Wirkungsquerschnitt der Annihilation kann keine relevante Einschränkung erzielt werden. Die gleiche Untersuchung wurde an den Beobachtungsdaten der Radiogalaxie M87 vorgenommen. Hier konnten keine Modellvorstellungen ausgeschlossen werden.

Des Weiteren wird auf die Frage eingegangen, wie wahrscheinlich das Auffinden einer alleinigen Ansammlung dunkler Materie in unserem galaktischen Halo, eines sogenannten Klumpens, ist. Ein solcher Klumpen würde sich ausschließlich als Quelle von  $\gamma$ -Strahlung ohne nachweisbare Emission in anderen Wellenlängen zeigen. Mit einer Monte-Carlo Simulation wird deutlich, dass auch in einer intensiven Suche ein solcher Fund unwahrscheinlich ist. Die zufällig entdeckte Quelle HESS J1303-631 ist bislang unidentifiziert, das heißt, sie wurde noch nicht in anderen Wellenlängen nachgewiesen. Aus der Morphologie der Quelle, sollte es sich um einen Klumpen dunkler Materie handeln, kann auf das Dichteprofil geschlossen werden. Das so gewonnene Dichteprofil ist nicht kompatibel zu den Erwartungen für einen Klumpen dunkler Materie.

Zum Schluss wird noch kurz abgeschätzt, dass eine Signatur in den Spektren extragalaktischer  $\gamma$ -Quellen durch Photonabsorption mit einem Schleifenprozess durch dunkle Materie um viele Größenordnungen zu schwach wäre, um nachgewiesen werden zu können.

## Abstract

The nature of the dark matter is still unknown and is at present one of the most fundamental questions in cosmology. Many different experiments try to detect these particles referred to as WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). In some models of the dark matter the production of very high energy gamma radiation in annihilation processes of the particles in accumulations of dark matter are predicted. For this thesis the question was investigated, whether the measured radiation observed from objects with expected high concentrations of dark matter might have its origin in dark matter annihilation. The data were taken with the system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes of the H.E.S.S. experiment in the energy range from 100 GeV to 100 TeV

The center of our galaxy has been discussed extensively in the literature as a target to detect gamma radiation from dark matter annihilation. With H.E.S.S. very high energy gamma radiation was observed from this direction. It is shown that it is unlikely that the measured radiation is produced by dark matter radiation only. Therefore it was also investigated, whether only a part of this radiation can originate from annihilation and which conclusions can be made from this hypothesis. Interesting limits on the density profile of the hypothetical dark matter concentration are calculated: A profile postulated by Moore can be ruled out for many parameter sets of the investigated models. On the annihilation cross section no relevant limits can be given. The same investigation were done for the observations on the radio galaxy M87. The calculated limits don't rule out model predictions.

The question about the probability of the detection of an accumulation of dark matter only, a so called clump, in our galactic halo was tested. Such a clump would be visible only in gamma radiation and wouldn't have any counterpart in other wavelengths. A Monte-Carlo simulation has shown, that also in an intensive search such a detection is unlikely. The extended source of very high energy gamma radiation HESS J1303-631 discovered by chance is unidentified i.e. doesn't have any known counterpart in other wavelengths. The hypothesis that this source is a dark matter clump was tested by calculating the needed density profile to produce the observed morphology. The result doesn't support the hypothesis.

At the end the question is examined, whether photon absorption by dark matter particles via a loop process produces a measurable signature in the photon spectrum of extragalactic gamma ray sources. The produced imprint is far too weak to be detectable.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Kosmologie</b>	<b>9</b>
2.1	Hinweise auf dunkle Materie . . . . .	12
2.1.1	Rotationskurven von Spiralgalaxien . . . . .	12
2.1.2	Elliptische Galaxien . . . . .	13
2.1.3	Galaxienhaufen . . . . .	14
2.1.4	Kosmischer Mikrowellenhintergrund . . . . .	14
2.1.5	Strukturbildung . . . . .	15
2.2	Kandidaten dunkler Materie . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Erweiterungen des Standardmodells</b>	<b>19</b>
3.1	Supersymmetrie . . . . .	19
3.2	Kaluza-Klein-Theorie . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Methoden zur Suche nach dunkler Materie</b>	<b>25</b>
4.1	Direkte Suche nach Teilchen der dunklen Materie . . . . .	25
4.2	Indirekte Suche mit Neutrinos aus Annihilation dunkler Materie . . . . .	28
4.3	Indirekte Suche mit Antimaterie in der kosmischen Strahlung aus Anni- hilation dunkler Materie . . . . .	28
4.4	Indirekte Suche mit $\gamma$ -Strahlung aus Annihilation dunkler Materie . . . . .	29
4.4.1	Das Energiespektrum der Photonen aus Neutralino-Annihilation . . . . .	32
4.4.2	Das Energiespektrum der Photonen aus $B^{(1)}$ -Annihilation . . . . .	35
4.4.3	Dichtepprofile . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Cherenkov-Teleskope und das H.E.S.S.-Experiment</b>	<b>41</b>
5.1	Luftschauer . . . . .	42
5.1.1	Elektromagnetische Luftschauer . . . . .	42
5.1.2	Hadronische Luftschauer . . . . .	43
5.2	Abbildende Cherenkov-Teleskope . . . . .	45
5.3	Das H.E.S.S.-Experiment . . . . .	46
5.4	Datenanalyse . . . . .	47
5.4.1	Datenkalibration . . . . .	47

5.4.2	Datenreduktion . . . . .	48
5.4.3	Ereignisrekonstruktion . . . . .	48
5.4.4	Auswertung . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Das galaktische Zentrum</b>	<b>53</b>
6.1	Vorhersagen . . . . .	53
6.2	Analyse der Beobachtungen des Galaktischen Zentrums . . . . .	54
6.2.1	Das Signal . . . . .	54
6.2.2	Das Energiespektrum . . . . .	56
6.3	Hyphothese I: 100% Annihilationsstrahlung . . . . .	57
6.4	Hyphothese II: Anteilige Annihilationsstrahlung . . . . .	59
6.4.1	Der Kontinuumsanteil an der Annihilationsstrahlung . . . . .	61
6.4.2	Die monoenergetische Komponente . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Klumpen dunkler Materie</b>	<b>69</b>
7.1	Modellrechnungen zum Photonenfluss . . . . .	71
7.2	Die unidentifizierte TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 . . . . .	75
7.2.1	Fluss und Spektrum . . . . .	76
7.2.2	Morphologie . . . . .	77
<b>8</b>	<b>Die Radiogalaxie M87</b>	<b>83</b>
<b>9</b>	<b>Absorption von TeV-<math>\gamma</math>-Strahlung durch dunkle Materie</b>	<b>87</b>
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>89</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

In verschiedenen Beobachtungen des Universums wird deutlich, dass weitaus mehr Materie im Universum vorhanden ist, als direkt gesehen werden kann. Der Großteil dieser nicht direkt sichtbaren Materie besteht dabei nicht aus baryonischer Materie. Die Natur dieser sogenannten nichtbaryonischen dunklen Materie ist noch ungeklärt und stellt eines der größten Rätsel der Kosmologie dar.

Es existieren viele Vorstellungen darüber, woraus die dunkle Materie bestehen könnte. Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik liefert mit dem Neutralino  $\chi$ , dem leichtesten stabilen Nicht-Standardmodell-Teilchen, einen vielversprechenden Kandidaten, der in den letzten Jahren ausgiebig diskutiert wurde. Die Kaluza-Klein-Theorie prognostiziert auch weitere bisher nicht entdeckte Elementarteilchen, von denen eines ebenfalls die geforderten Eigenschaften der dunklen Materie erfüllt: Das sogenannte  $B^{(1)}$ .

Bei diesen beiden Kandidaten handelt es sich um sehr massive (Masse in der Größenordnung von  $> 100$  GeV) Majoranateilchen. Bei der Annihilation entstehen unter anderem auch Photonen, deren Energiespektrum bis zur Ruheenergie der Teilchen reicht. Die dunkle Materie würde sich in diesem Falle durch sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung aus der Richtung von Materieanhäufungen verraten. Solche Materieanhäufungen sind Zentren von Galaxien, wobei vor allem das Zentrum unserer Galaxie aufgrund der relativ geringen Distanz ein viel diskutierter Kandidat ist. Zwerggalaxien in unserer galaktischen Nähe sowie kleinere Anhäufungen wie Kugelsternhaufen oder einfache Anhäufungen dunkler Materie, sogenannte Klumpen, in unserem galaktischen Halo sowie schwarze Löcher, die dunkle Materie um sich ansammeln, werden als Quellen von sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung aus Selbstannihilation dunkler Materie diskutiert. Des Weiteren könnte ein Anteil der diffusen extragalaktischen  $\gamma$ -Strahlung durch Annihilation dunkler Materie entstehen.

Übersichtsartikel zu dem Themen der dunklen Materie und deren Nachweismöglichkeiten sind [Ber00, JKG96, BHS05].

Das H.E.S.S.-Experiment besteht aus 4 sogenannten Cherenkov-Teleskopen, die im Khomas-Hochland in Namibia aufgestellt sind. Beobachtet wird das Cherenkovlicht von Luftschauern, die durch sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung und die kosmische Strahlung

hervorgerufen werden. Die photoninduzierten Luftschauer können mit einem stereoskopischen System abbildender Cherenkov-Teleskope relativ gut von den anderen Luftschauern unterschieden und die Richtung sowie die Energie der primären Photonen bestimmt werden. Mit diesen Informationen können Beobachtungen im sehr hochenergetischen Spektralbereich  $E_\gamma > 100$  GeV durchgeführt werden.

Die Suche nach der dunklen Materie ist eines der Forschungsfelder des H.E.S.S.-Experiments. In Rahmen dieser Arbeit werden die Ergebnisse von H.E.S.S.-Beobachtungen des galaktischen Zentrums, der bisher unidentifizierten TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 und der Radiogalaxie M87 im Rahmen der dunklen Materie interpretiert. Des Weiteren wird eine Untersuchung vorgestellt, wie wahrscheinlich ein Klumpen dunkler Materie mit einer gezielten Durchmusterung gefunden wird. Die Möglichkeit, ob die dunkle Materie durch einen Absorptionseffekt im Spektrum von weit entfernten TeV- $\gamma$ -Quellen nachgewiesen werden könnte, wird auch kurz untersucht.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die Anzeichen für die dunkle Materie sowie Kandidaten für deren Natur vorgestellt. Im nächsten Kapitel werden die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik sowie die Kaluza-Klein-Theorie vorgestellt. Das darauf folgende Kapitel stellt die verschiedenen Techniken zur Suche nach der dunklen Materie vor. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der indirekten Suche nach Photonen als Annihilationsprodukten. Als nächstes wird das H.E.S.S.-Experiment vorgestellt und die Beobachtungs- und Analysetechnik erläutert. In Kapitel 6 werden die Beobachtungen des galaktischen Zentrums vorgestellt und im Rahmen dunkler Materie interpretiert. Hierbei werden die Hypothesen, dass die gemessene TeV- $\gamma$ -Strahlung komplett oder zum Teil aufgrund Annihilation dunkler Materie entspringt, betrachtet. Das nächste Kapitel beschäftigt sich mit Klumpen dunkler Materie. Zunächst wird überprüft, ob eine gezielte Durchmusterung eines Teils des Himmels wahrscheinlich einen solchen Klumpen für H.E.S.S. zutage bringen würde. Des Weiteren wird untersucht, ob die unidentifizierte TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 ein solcher Klumpen dunkler Materie sein könnte. Als nächstes werden die Beobachtungen der Radiogalaxie M87 analog zu den Beobachtungen des galaktischen Zentrum interpretiert. Als letztes folgt eine kurze Rechnung über die Absorption von TeV- $\gamma$ -Strahlung an Teilchen dunkler Materie. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.



# Kapitel 2

## Kosmologie

Das gängige kosmologische Modell geht von einem global euklidisch flachen Universum aus. Dieses wird durch die Größe

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1 \quad (2.1)$$

beschrieben. Dabei ist

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (2.2)$$

die sogenannte kritische Dichte, wobei  $H_0 = (73_{-3}^{+4})\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  die Hubblekonstante, die aktuelle Expansionsgeschwindigkeit des Universums,  $\rho$  die Dichte des Universums und  $G$  die Gravitationskonstante bezeichnen.

Gestützt wird die Hypothese eines flachen Universums durch viele Beobachtungen, wie z.B. der Größenverteilung der Temperaturanisotropien in der Mikrowellenhintergrundstrahlung mit dem Satelliten WMAP (Abkürzung für „*Wilkinson microwave anisotropy probe*“) [B<sup>+</sup>03].

Beobachtungen von Supernovae des Typs Ia, die eine leuchtkräftige Standardkerze zur kosmologischen Entfernungsbestimmung darstellen, zeigen, dass das Universum beschleunigt expandiert [Fil].

Die Gesamtdichte ist aufgeteilt in

$$\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda \quad (2.3)$$

wobei  $\Omega_M = 0.24_{-0.04}^{+0.03}$  den Materieanteil beschreibt und  $\Omega_\Lambda = 0.76_{-0.06}^{+0.04}$  die sog. dunkle Energie, die die Expansion des Universums beschleunigt und einen Anteil an  $\Omega$  besitzt<sup>1</sup>. In Abbildung 2.1 sind die durch verschiedene Beobachtungen gewonnenen Bereiche in dem durch  $\Omega_M$  und  $\Omega_\Lambda$  aufgespannten Parameterraum eingezeichnet. Der Ursprung dieser dunklen Energie ist noch ungeklärt. Die Anteile an der Gesamtdichte  $\Omega$  durch Neutrinos  $\Omega_\nu < 0.014$  und durch elektromagnetische Strahlung  $\Omega_\gamma = (4.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$  sind vernachlässigbar gering.

---

<sup>1</sup>Alle Zahlenwerte der verschiedenen Dichteparameter sind, sofern nicht anders angegeben, aus [Y<sup>+</sup>06]

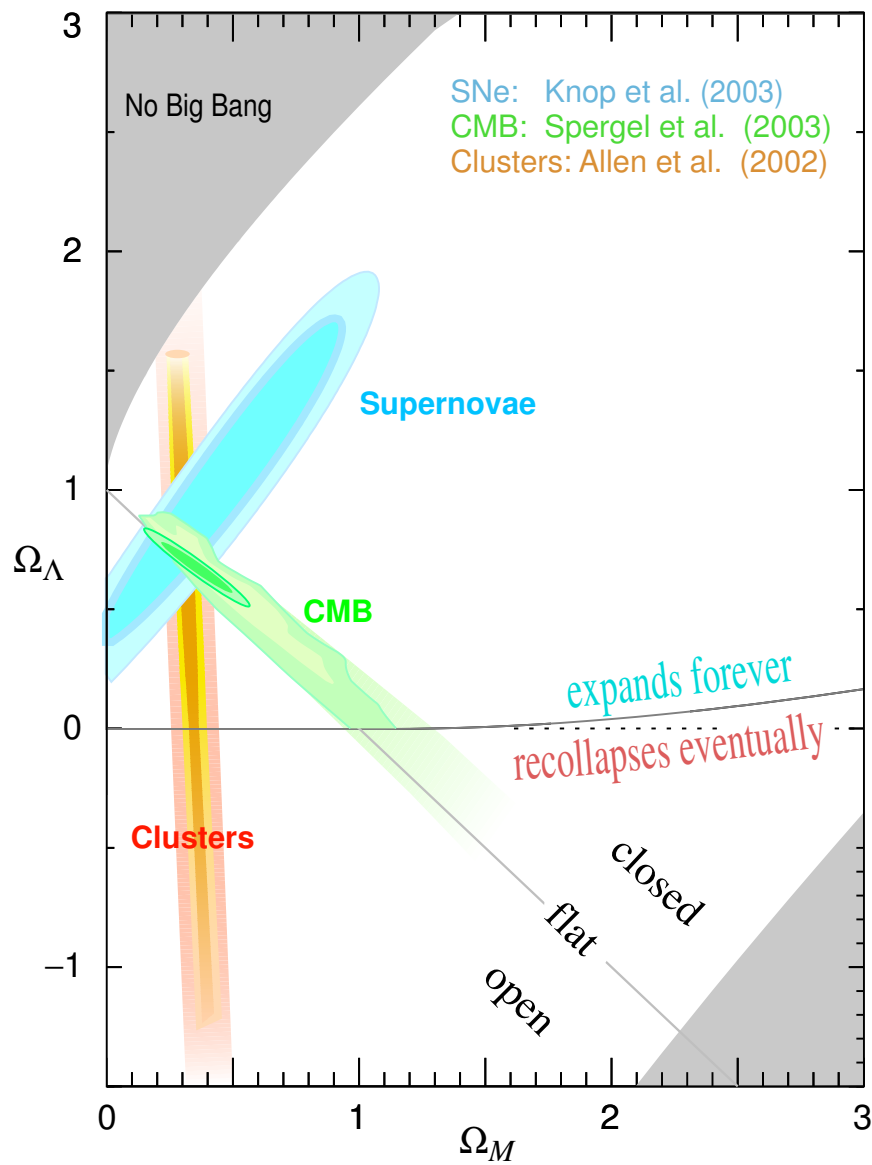


Abbildung 2.1: Die Konfidenzbereiche für die Dichteparameter  $\Omega_M$  und  $\Omega_\Lambda$  aus verschiedenen Beobachtungen (aus [Y<sup>+</sup>06]).

Der Materieanteil ist ebenfalls aufteilbar in

$$\Omega_M = \Omega_B + \Omega_{DM} \quad (2.4)$$

Dabei beschreibt  $\Omega_B = 0.042^{+0.003}_{-0.005}$  die Dichte der baryonischen Materie. Dieser Wert

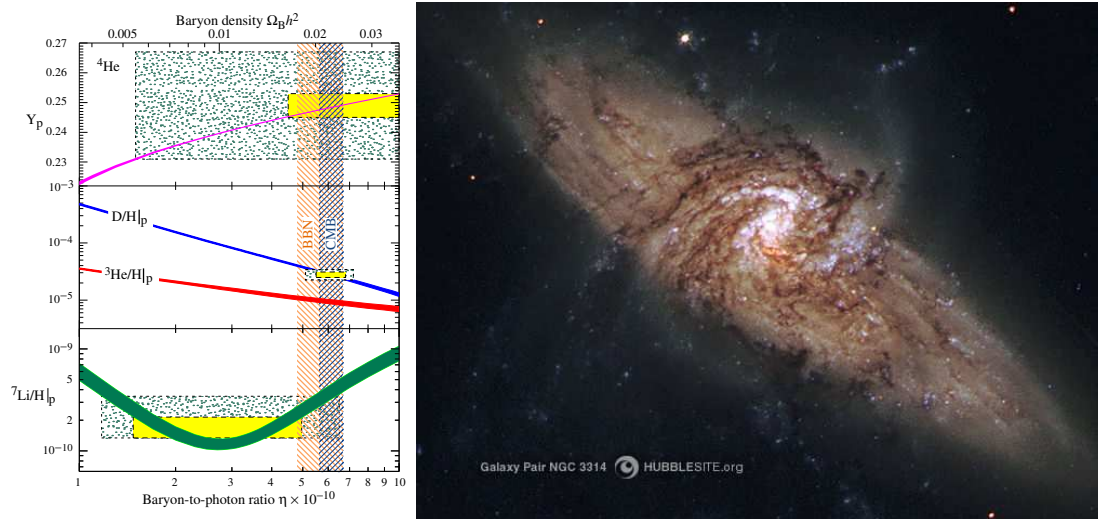


Abbildung 2.2: Links: Primordial Anteil der Elemente Helium und Lithium zu Wasserstoff als Funktion des Verhältnisses zwischen Baryonen und Photonen in den ersten Minuten nach dem Urknall bzw. der Dichte der baryonischen Materie. Aus Messungen der primordialen Isotopenverteilung ist eine erste Bestimmung der baryonischen Dichte möglich gewesen, deren Genauigkeit allerdings durch Messungen der Temperaturschwankungen im Mikrowellenhintergrund durch den Satelliten WMAP übertroffen wurde (aus [Y<sup>+</sup>06]). Rechts: Bild vom Galaxienpaar NGC 3314 erstellt mit dem Weltraumteleskop Hubble. Eine kleine Galaxie befindet sich direkt vor einer größeren Hintergrundgalaxie. Hier zeigt sich deutlich die Existenz baryonischer dunkler Materie: Das Licht der Hintergrundgalaxie kann die Vordergrundgalaxie nur abgeschwächt passieren (Aus [Hub]).

kann aus Modellrechnungen der primordialen Nukleosynthese sowie Beobachtungen der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung ermittelt werden (siehe Abbildung 2.2 links). Die Materiedichte des sichtbaren Anteils des Universums, d.h. der Sterne, beträgt dabei nur  $\Omega_{\text{vis}} \approx 0.004$ .

Dass unsichtbare baryonische Materie existiert, zeigt sich ebenfalls in vielen Beobachtungen. Das Licht von Sternen wird durch große Staubwolken auf der Sichtlinie absorbiert; diese Regionen zeichnen sich am Himmel durch eine stark verminderte Dichte sichtbarer Sterne aus. In Abbildung 2.2 ist rechts eine Aufnahme des Hubble-Weltraumteleskops zu sehen. Sie zeigt eine kleine Spiralgalaxie im Vordergrund zu einer größeren Hintergrundgalaxie. Die Staubwolken zwischen den Spiralarmen der Vordergrundgalaxie absorbieren und zerstreuen das Licht der Hintergrundgalaxie, so dass es von uns nicht empfangen wird.

Auch kompaktere Objekte bestehen aus baryonischer Materie, emittieren aber kein oder nur sehr wenig Licht, und machen sich deswegen nur aufgrund ihrer Gravitation, z.B. als Gravitationslinse bemerkbar. Wenn so ein kompaktes Objekt die Sichtlinie zwischen einem Stern und dem Beobachter passiert, erhöht sich die beobachtete Helligkeit

aufgrund des Gravitationslinseneffekts (sog. „Mikrolensing“) in charakteristischer Art. Nach solchen Ereignissen wurde u.a. in der MACHO-, OGLE- und EROS-Kollaboration gesucht [P<sup>+</sup>, U<sup>+02</sup>, T<sup>+</sup>].

Der Anteil  $\Omega_{\text{DM}} = 0.20_{-0.04}^{+0.02}$  benennt die sog. dunkle Materie.

Es existieren viele Vorschläge, woraus die dunkle Materie bestehen könnte. Innerhalb einiger dieser Hypothesen wird die Erzeugung sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung im Energiebereich von H.E.S.S. vorhergesagt, so dass ein Beitrag zur Erforschung der Natur der dunklen Materie mit diesem Experiment geleistet werden kann.

In diesem Kapitel werden zunächst einige weitere Anzeichen für die Existenz dunkler Materie vorgestellt. Im zweiten Abschnitt werden die Eigenschaften, welche die dunkle Materie besitzt, behandelt und hypothetische Kandidaten vorgestellt.

## 2.1 Hinweise auf dunkle Materie

Die postulierte dunkle Materie macht sich bis jetzt nur durch ihre gravitative Wechselwirkung bemerkbar. Einige dieser Anzeichen sollen im Folgenden erläutert werden.

### 2.1.1 Rotationskurven von Spiralgalaxien

Ein Anzeichen für die Existenz dunkler Materie ist die Entdeckung, dass Spiralgalaxien wesentlich schneller rotieren, als ihre Stabilität aufgrund der sichtbaren Materie erlauben würde. Wird von einer stabilen kreisförmigen Bewegung der Materie um das Zentrum ausgegangen, so ergibt sich für die Rotationsgeschwindigkeit  $v(r)$  als Funktion des Abstandes  $r$  vom Zentrum der Galaxie:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (2.5)$$

wobei  $M(r)$  die Gesamtmasse innerhalb des Radius  $r$  bezeichnet. Die Rotationsgeschwindigkeit wird mit Hilfe der Dopplerverschiebung der Spektrallinien ermittelt. Bei den meisten Spiralgalaxien wird für große Radien  $r$

$$v(r) \approx \text{konstant} \quad (2.6)$$

gemessen; selbst weit über die optisch deutlich sichtbare Scheibe hinaus (siehe Abbildung 2.3). Das führt zu

$$M(r) \sim r \quad (2.7)$$

In Abbildung 2.3 ist ebenfalls die Erwartung für die Rotationsgeschwindigkeit aufgrund der sichtbaren Anteile („disk“ und „gas“) eingezeichnet, sowie die Rotationsgeschwindigkeit alleine aus dem unsichtbaren Anteil („halo“). Das Postulat eines großen Anteils an nicht sichtbarer (dunkler) Materie ist eine einfache Möglichkeit, diese Diskrepanz zu klären. [KKZ97]

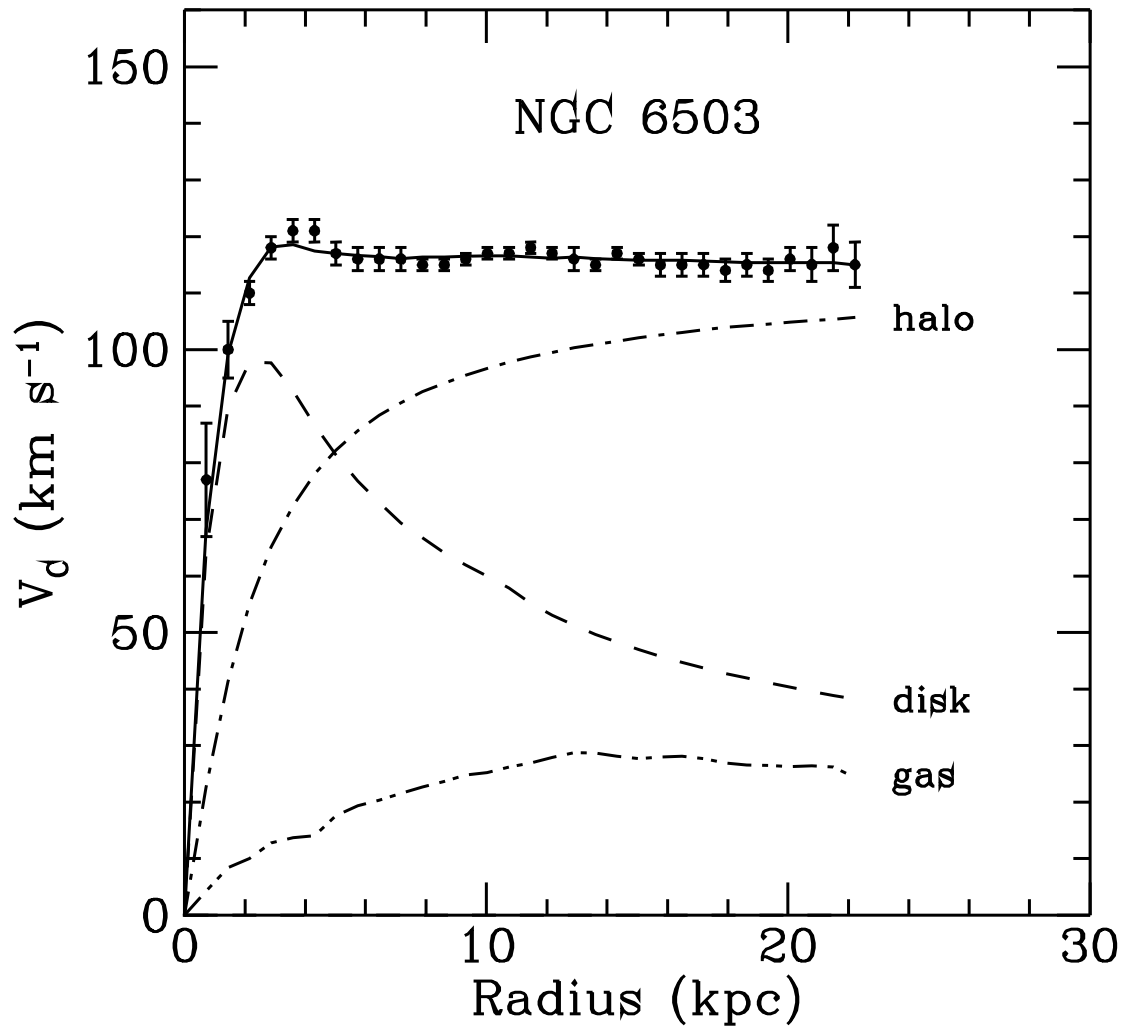


Abbildung 2.3: Rotationskurve der Galaxie NGC 6503. Aufgetragen ist die Rotationsgeschwindigkeit als Funktion des Abstands vom Zentrum der Galaxie, ebenso wie die Anteile an der Rotation durch die verschiedenen Bestandteile der Galaxie. Der Bestandteil durch den Halo ist dominant. (Aus [BBS91, BHS05])

### 2.1.2 Elliptische Galaxien

Auch in elliptischen Galaxien, die keine geordnete Rotationsbewegung vorweisen, zeigt sich eine stärkere Gravitation, als die sichtbare Materie allein hervorrufen kann. Die Galaxie M87 zeigt beispielsweise einen linearen Anstieg der Masse  $M(r) \sim r$  bis weit über 300 kpc hinaus und eine Innenmasse  $M(300 \text{ kpc}) = 3 \cdot 10^{13} M_{\odot}$ . Das heißt, über 99% der Materie in M87 ist dunkle Materie [KKZ97].

Des Weiteren enthalten leuchtkräftige elliptische Galaxien etwa  $10^{10} M_{\odot}$  Gas inner-

halb von mindestens 50 kpc mit einer Temperatur von  $10^7$  K bis  $10^8$  K. Die daraus folgende mittlere Geschwindigkeit der Teilchen liegt weit über der Fluchtgeschwindigkeit, die sich aus der sichtbaren Materie alleine ergeben würde [KKZ97].

### 2.1.3 Galaxienhaufen

Wird die Geschwindigkeitsdispersion der Galaxien in einem Galaxienhaufen betrachtet und das Virialtheorem

$$2E_{\text{kin}} + \langle E_{\text{pot}} \rangle = 0 \quad (2.8)$$

angenommen, so kann das Verhältnis aus Masse und Leuchtkraft ermittelt werden. Als erstes ermittelte Fritz Zwicky in [Zwi33] für den Coma Galaxienhaufen einem Wert von

$$\left(\frac{M}{L}\right)_{\text{Coma}} \approx 400 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \quad (2.9)$$

Dieser Wert, sowie neuere genauere Messungen für diesen und weitere Galaxienhaufen, sind weit höher als für die Umgebung des Sonnensystems ermittelt wurde, was wieder auf dunkle Materie hindeutet.

Eine weitere Möglichkeit, dunkle Materie in Galaxienhaufen zu ermitteln, liegt in der Beobachtung des intergalaktischen Gases im Haufen. So konnte zum Beispiel bei dem relativ kleinen Galaxienhaufen NGC 2300 Röntgenemission von sehr heißem Gas ermittelt werden. Dieses ist zum Zentrum konzentriert und scheint darum am Galaxienhaufen gravitativ gebunden zu sein. Aus dieser Annahme lässt sich eine Masse des Haufens ermitteln, die höher ist als der baryonische Anteil der Materie. Auch in größeren Galaxienhaufen wurde mit Hilfe des Satelliten ROSAT ermittelt, dass das heiße Gas 10%–40% der Masse ausmacht, während die Galaxien selbst nur etwa 1% bis 7% liefern. Der Rest besteht aus dunkler Materie [KKZ97].

Durch Beobachtungen des Galaxienhaufens 1E0657-56, der aus zwei Galaxienhaufen hervorgegangen ist, konnte ein Hinweis auf dunkle Materie gefunden werden, der die alternative Hypothese einer Modifikation der newtonschen Bewegungsgleichungen („MOND“ aus dem Englischen „*modification of newtonian dynamics*“, siehe [Mil83]) ausschließt. Bei der Mischung der Galaxien durchdrangen sich die Halos dunkler Materie beinahe wechselwirkungsfrei, während die Gashalos sich gegenseitig stark beeinflussten. Durch Beobachtungen im Röntgenbereich konnten die Schwerpunkte der Gashalos ermittelt werden. Durch den Gravitationslinseneffekt konnte des Weiteren ermittelt werden, dass der grösste Teil der Materie nicht in den Gashalos liegt, sondern außerhalb und durch Halos dunkler Materie gebildet wird [C<sup>+</sup>].

### 2.1.4 Kosmischer Mikrowellenhintergrund

Aus der Größenverteilung (Winkeldurchmesser) der Temperaturschwankungen der kosmischen Hintergrundstrahlung lässt sich direkt die globale Krümmung der Raumzeit ermitteln. Als letztes geschah dieses mit dem Satelliten WMAP. Ebenso kann die Dichte der Materie und ihrer Komponenten ermittelt werden. Es zeigt sich, dass das Universum

eine flache Geometrie aufweist ( $\Omega = 1$ ). Es wird allerdings eine Diskrepanz zwischen der baryonischen und der gesamten Materiedichte deutlich [B<sup>+</sup>03]. Ebenso, wenn die baryonische Materiedichte anhand Modellen der Nukleosynthese in den ersten Minuten nach dem Urknall ermittelt wird, ist der Unterschied zur gesamten Materiedichte gegeben.

### 2.1.5 Strukturbildung

In kosmologischen  $N$ -Körper-Simulationen kann für verschiedene Dichteparameter die Entwicklung des Universums nachvollzogen werden. Insbesondere die Bildung großräumiger Strukturen, in denen sich Galaxienhaufen ansammeln wird in diesen Simulationen nachvollzogen und mit der Realität verglichen. Die besten Ergebnisse werden durch einen signifikant großen Anteil an dunkler Energie und dunkler Materie geliefert [WFD83] (siehe auch Abschnitt 2.2).

## 2.2 Kandidaten dunkler Materie

Wie im ersten Abschnitt beschrieben wurde, ist der größte Anteil der Materie nichtbaryonisch und ist auch nicht direkt sichtbar. Dieser Anteil wird die dunkle Materie genannt, deren Natur noch ungeklärt ist. Die Kandidaten sollten elektrisch neutrale Teilchen sein, und damit nicht direkt mit elektromagnetischer Strahlung wechselwirken.

Die Teilchenkandidaten werden nach ihrer mittleren Energie in die „kalte dunkle Materie“ und die „heiße dunkle Materie“ unterteilt. Während Teilchen hypothetischer kalter dunkler Materie, deren mittlere Energie viel kleiner ist als deren Masse, sich nicht relativistisch bewegen, besitzen die Kandidaten der heißen dunklen Materie Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Dazwischen wird die warme dunkle Materie angesiedelt. Ist die dunkle Materie thermisch erzeugt worden, so besitzen die entsprechenden Kandidaten der kalten dunklen Materie relativ hohe Massen im Bereich  $M > 1$  GeV, und die Kandidaten, die zu heißer dunklen Materie führen, sind im Massenbereich  $M < 10$  eV angesiedelt.

Je nach dieser Einordnung entwickelten sich die großräumigen Strukturen im Universum. Während heiße dunkle Materie aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit Dichtefluktuationen flach hält, werden diese bei der Existenz kalter dunkler Materie durch die eigene Gravitation verstärkt. Die Entwicklung der Dichtefluktuationen spielt eine wichtige Rolle für die Strukturentwicklung (Kugelsternhaufen, Galaxien, Galaxienhaufen, Wabenstruktur der Galaxienhaufen) bis zur heutigen Zeit.

In kosmologischen  $N$ -Körper-Simulationen werden die großräumigen Strukturen am besten mit einem großen Anteil kalter dunkler Materie reproduziert [SFW06]. Insbesondere in Simulationen mit heißer dunkler Materie werden die großräumigen Strukturen nicht gut reproduziert [WFD83].

Oft wird in diesem Zusammenhang von schweren schwach wechselwirkenden Teilchen als Kandidaten gesprochen, den sog. „WIMPS“ (aus dem Englischen: „*weekly interacting massive particle*“).

Werden die Teilchen der dunklen Materie thermisch erzeugt, so wird die zeitliche Entwicklung ihrer Anzahldichte  $n$  durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben:

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle(n^2 - n_{\text{eq}}^2) \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet  $\langle\sigma v\rangle$  den Annihilationswirkungsquerschnitt multipliziert mit der Geschwindigkeit gemittelt über alle Teilchen <sup>2</sup> und  $n_{\text{eq}}$  die Anzahldichte, wenn sich das System im thermischen Gleichgewicht befinden würde. Anfänglich ist das auch noch der Fall. Durch die Expansion des Universums verringert sich die Anzahldichte zusätzlich, und die Annihilationsrate sinkt. Für ein Teilchen überschreitet der Erwartungswert der Zeit bis zu einer Annihilation das Alter des Universums. Die Anzahldichte bleibt konstant, obwohl das  $n_{\text{eq}}$  weiter sinkt. Man spricht davon, dass die Teilchen „ausfrieren“. Dies geschah grob geschätzt, als die Temperatur des Universums  $k_{\text{B}}T < m_{\text{WIMP}}/20$  unterschritt.

Die Masse der Teilchen kann für thermisch erzeugte WIMPs die sogenannten Unitaritätsgrenzen nicht überschreiten [GK90]. Mit den aktuellen Werten der Reliktdichte  $\Omega_{\text{DM}}$  liegt die Grenze bei  $m_{\text{WIMP}} < 34$  TeV [BHS05]. Diese Grenze wird oft auch mit 40 TeV angegeben; z.B. in [Hor04].

Im Folgenden werden kurz einige konkrete Kandidaten der dunklen Materie vorgestellt:

- **Axion:** Das Axion ist ein hypothetisches Elementarteilchen, welches zur Lösung des Problems der CP-Verletzung in der Quantenchromodynamik eingeführt wurde. Die Masse konnte auf  $< 0.01$  eV eingeschränkt werden. Ihre sehr schwache Wechselwirkung mit anderer Materie würde bewirken, dass sie nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem frühen Universum gewesen sind. Damit sind auch Produktionsmechanismen denkbar, die die beobachtete Reliktdichte aus Axions hervorrufen, die als kalte dunkle Materie auftreten.
- **Supersymmetrische Kandidaten:** Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (siehe auch Abschnitt 3.1) liefert mehrere Kandidaten für die dunkle Materie; je nachdem, welches Teilchen der leichteste supersymmetrische Partner eines Teilchens aus dem Standardmodell ist. Zu nennen sind hier Gravitinos, die Partnerteilchen des Gravitons, und Neutralinos, eine Superposition der Partnerteilchen von 2 verschiedenen Higgsteilchen, dem  $W^3$ - und dem  $B$ -Boson.
- **Kaluza-Klein-Anregungszustand  $B^{(1)}$ :** Nach der Kaluza-Klein-Theorie, einem Vorläufer der heutigen String-Theorien, besitzen Elementarteilchen massivere Anregungszustände. Das leichteste dieser Teilchen ist stabil und könnte die geforderten Eigenschaften der dunklen Materie besitzen (siehe Abschnitt 3.2).

In dieser Arbeit werden als Kandidaten das Neutralino  $\chi$ , das leichteste zusätzliche Teilchen aus der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells, und das

---

<sup>2</sup>In der vorliegenden Arbeit wird diese Größe nur noch mit „Wirkungsquerschnitt“ bezeichnet



$B^{(1)}$  als der leichteste angeregte Zustand eines Teilchens aus dem Standardmodell in der Kaluza-Klein-Theorie behandelt. Beide Teilchen sind unter theoretischen Voraussetzungen stabil, und bei beiden handelt es sich um Majoranateilchen. Sie können also mit sich selbst annihilieren, wobei auch sehr hochenergetische Photonen entstehen würden, sofern ihre Masse groß genug ist.



## Kapitel 3

# Erweiterungen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, eine vollständige und einfache Beschreibung der Materiebausteine, der Elementarteilchen, und ihrer Wechselwirkung zu erhalten. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik liefert schon für viele Phänomene und Messungen eine sehr gute Beschreibung. Für Wechselwirkungsenergien im Bereich der Planck-Skala, die in den Beschleunigern nicht erreicht werden können, werden allerdings unglaubliche Ergebnisse geliefert. Des Weiteren sind nach wie vor Fragen offen, die nicht durch das Standardmodell beantwortet werden. Die Gravitation ist im Standardmodell ebenfalls noch nicht enthalten, und man ist auf der Suche nach der Möglichkeit, die allgemeine Relativitätstheorie in die Quantenfeldtheorien mit einzubeziehen. Zum Beispiel sind die Werte der freien Parameter physikalisch unmotiviert.

Es gibt verschiedene Vorschläge zur Erweiterung des Standardmodells. In diesem Kapitel werden zwei Theorien vorgestellt, die das Standardmodell erweitern und jeweils mindestens einen Kandidaten für die dunkle Materie liefern: Die Supersymmetrie und die Kaluza-Klein-Theorie, welche ein Vorläufer der Stringtheorien ist. Bei der Beschreibung der Supersymmetrie wird in dieser Arbeit, sofern nicht anders angegeben, der Beschreibung in [BHS05] gefolgt. Die Beschreibung der Kaluza-Klein-Theorie folgt hauptsächlich [Duf].

### 3.1 Supersymmetrie

Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells wurde als Vorschlag zur Lösung des sogenannten „Fine-Tuning-Problems“ verwendet. Sie wurde entworfen, um die inneren Symmetriegruppen mit äußeren Raum-Zeit-Symmetrien - genauer der Poincaré-Gruppe - zu vereinen.

Bei der Renormierung von skalaren Massen, insbesondere der Higgs-Masse, treten

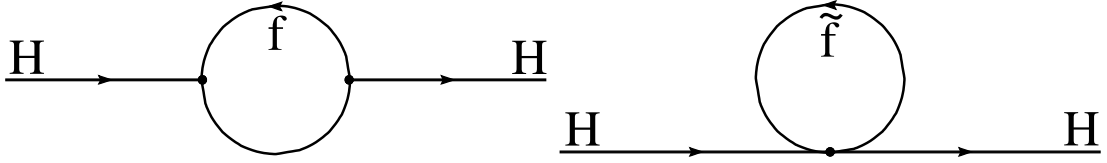


Abbildung 3.1: Feynmangraphen, die zur Korrektur der Higgs-Masse beitragen. Links: Eine Fermionschleife alleine würde zu einer Korrektur der Masse in der Größenordnung der Abschneideenergie  $\Lambda$ , die in GUT-Größenordnung liegt, führen. Es wird von einer quadratischen Divergenz gesprochen. Rechts: Durch einen hypothetischen zusätzlichen Graph mit einer Bosonenschleife, wobei die Masse des dazugehörigen Bosons  $\tilde{f}$  sich nicht stark von der Masse des ersten Fermions  $f$  unterscheidet, würde diese Divergenz kompensiert werden. Analoges gilt für Bosonenschleifen mit Standardmodell-Bosonen und einem hypothetischen Partner-Fermion.

quadratische Divergenzen auf. Fermionschleifen (siehe Abbildung 3.1) liefern eine Korrektur von

$$m_H^2 = m_{H,0}^2 + \delta m^2 \quad (3.1)$$

mit

$$\delta m^2 \sim \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) \Lambda^2 \quad (3.2)$$

wobei  $\Lambda$  die höchste in der Schleife zu berücksichtigende Energie beschreibt und in der Größenordnung der GUT (aus dem Englischen „*great unified theories*“) bei etwa  $10^{25}$  eV liegt. Die Higgsmasse selbst wird allerdings bei 100 GeV vermutet. Um das mit den Korrekturen zu gewährleisten, müssten die Kopplungsparameter sehr exakt aufeinander abgestimmt sein.

Eine weitere Möglichkeit wäre, dass zu jedem Graph mit einer Fermionenschleife ein zusätzlicher Graph mit einer Schleife mit einem umlaufenden Boson existiert, die das Matrixelement aus ersterem Graphen aufgrund des unterschiedlichen Vorzeichens von Fermionengraphen und Bosonengraphen weitgehend kompensiert. Die supersymmetrische Erweiterung liefert zu jedem Standardmodell-Teilchen entsprechende Partnerteilchen, die diese Graphen bedienen. Zu jedem Fermion  $f$  wird also ein weiteres Boson  $\tilde{f}$  und zu jedem Boson  $b$  ein Fermion  $\tilde{b}$  postuliert. Bei ungebrochener Supersymmetrie heben sich die Matrixelemente der Graphen genau auf. Die Korrektur wäre aber auch bei gebrochener Supersymmetrie nur noch

$$\delta m_H^2 \sim \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) (m_{\tilde{f}}^2 - m_f^2) \quad (3.3)$$

Es kann gezeigt werden, dass die Massen der beiden Teilchen sich jeweils um etwa 1 TeV unterscheiden dürfen, um die quadratische Divergenz zu entschärfen.

Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) ist eine Erweiterung der Poincaré-Algebra, die Algebra der Lorentztransformationen und Translationen, um eine weitere Transformation, deren Infinitesimalgenerator  $Q$  ein Operator

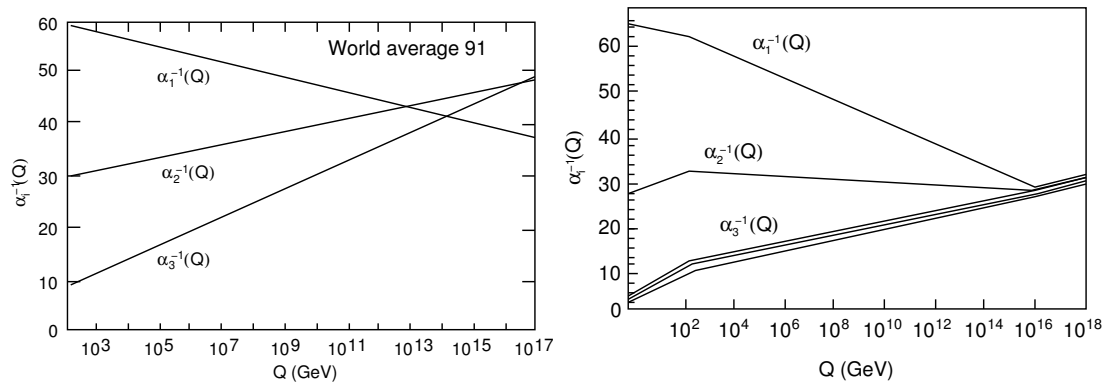


Abbildung 3.2: Links: Entwicklung der Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen durch die Entwicklungsgleichungen der Renormierungsgruppen nach dem Standardmodell. Eine Vereinigung bei GUT-Skala ist nicht zu beobachten. Rechts: Durch die Einführung der Supersymmetrie ist eine Vereinigung der Kopplungskonstanten bei hohen Energien, die erwartet wird, möglich. (aus [BHS05])

ist, der den Spin von Teilchen um  $1/2$  ändert, und damit Fermionen in Bosonen umwandelt und umgekehrt (siehe auch [KS97]). Wie gefordert, wird zu jeder Teilchenart so ein supersymmetrischer Partner zugeordnet, der zunächst bis auf den Spin alle Eigenschaften der ursprünglichen Teilchensorte besitzt. Die hypothetischen supersymmetrischen Partnerteilchen von Bosonen erhalten die Endung „-ino“ im Namen. So heißt z.B. der supersymmetrische Partner des Photons „Photino“. Die supersymmetrischen Gegenstücke von Fermionen erhalten im Namen ein „S-“ voran gestellt. Das Partnerteilchen des Elektrons wird damit „Selektron“ genannt.

Da solche Partnerteilchen bislang nicht beobachtet wurden, muss die Supersymmetrie, sofern diese Erweiterung wahr ist, gebrochen sein. Die Flavour-Eigenzustände sind dadurch nicht unbedingt mit den Masse-Eigenzuständen identisch, die weit größere Massen besitzen können.

Durch diese zusätzliche Symmetrie werden innere Freiheitsgrade, wie der Spin, mit äußeren Freiheitsgraden, wie Ort oder Impuls, miteinander verknüpft. Supersymmetrie bezeichnet die globale Invarianz unter der Eichtransformation. Als lokale Symmetrie ist die allgemeine Relativitätstheorie automatisch enthalten. Man spricht dabei von der Supergravitation (siehe [KKZ97]).

In Abbildung 3.2 ist ein Erfolg der Supersymmetrie zu sehen. Während bei der Weiterentwicklung der Kopplungskonstanten durch die Gleichungen der Renormierungsgruppen im Standardmodell keine Vereinigung erreicht wird, ist dieses unter Einschluss der Supersymmetrie unter Berücksichtigung von 1-Schleifen-Graphen möglich.

In der Supersymmetrie wird zusätzlich ein weiteres Higgs-Feld eingeführt, um up- und down-artigen Quarks unabhängig voneinander Massen zu geben und gleichzeitig die Supersymmetrie zu bewahren. Daraus folgen nicht nur ein Higgs-Teilchen wie im

Standardmodell, sondern fünf verschiedene Higgs-Teilchen.

In der MSSM gibt es 105 zusätzliche freie Parameter. Durch physikalisch motivierte Annahmen lässt sich diese Anzahl allerdings stark reduzieren. Je nachdem, welche Prämissen verwendet werden, werden die Modelle benannt. Im mSUGRA-Modell, welches oft auch cMSSM (vom englischen „*constrained MSSM*“) genannt wird, bleiben 5 Parameter übrig:  $\tan\beta$ , das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Felder,  $m_{1/2}$ , die Masse aller supersymmetrischen Partner der Eichbosonen bei GUT-Energie,  $m_0$ , die Masse aller skalaren Teilchen (Sfermionen und Higgs-Bosonen) bei GUT-Energien,  $A_0$ , die trilinearen Kopplungen bei GUT-Energien, und  $\text{sgn}(\mu)$ , das Vorzeichen des Higgsino-Massenparameters  $\mu$ . Die Größen für die beobachtete Energieskala werden durch Renormierungsgruppen-Gleichungen von der GUT-Skala auf die elektroschwache Skala herunter gerechnet.

Eine Quantenzahl, die für die Supersymmetrie eine wichtige Rolle spielt, ist die  $R$ -Parität:

$$P_R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (3.4)$$

wobei  $B$  die Baryonenzahl,  $L$  die Leptonzahl und  $S$  den Spin bezeichnet. Es ist hierbei

$$P_R = \begin{cases} +1, & \text{Standardmodellteilchen} \\ -1, & \text{supersymmetrische Teilchen} \end{cases} \quad (3.5)$$

Ist die  $R$ -Parität erhalten, was angenommen wurde, um den Protonzerfall zu unterdrücken, so ist das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP vom englischen „*lightest supersymmetric particle*“) stabil. Ein Zerfall würde nur noch Standardmodellteilchen erzeugen können, deren Gesamt- $R$ -Parität immer positiv wäre. Ist das LSP zusätzlich elektrisch neutral, so ist es ein guter Kandidat für die dunkle Materie.

Die Masseneigenzustände der Partnerteilchen skalarer ungeladener Standardmodellteilchen werden Neutralinos genannt. Es handelt sich hierbei um die Eigenzustände der Massenmatrix

$$M = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_{\Theta_W} & m_Z s_\beta c_{\Theta_W} \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta s_{\Theta_W} & -m_Z s_\beta c_{\Theta_W} \\ -m_Z c_\beta s_{\Theta_W} & m_Z c_\beta c_{\Theta_W} & 0 & -\mu \\ m_Z s_\beta s_{\Theta_W} & m_Z - s_\beta c_{\Theta_W} & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Dabei ist  $s_\beta = \sin\beta$ ,  $s_{\Theta_W} = \sin\Theta_W$ ,  $c_\beta = \cos\beta$  und  $c_{\Theta_W} = \cos\Theta_W$ , wobei  $\tan\beta$  das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgsfelder und  $\Theta_W$  den Weinbergwinkel bezeichnen. Die Masseneigenzustände  $\chi_1$ ,  $\chi_2$ ,  $\chi_3$  und  $\chi_4$  sind demnach Superpositionen der Form

$$\begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \\ \chi_3 \\ \chi_4 \end{pmatrix} = N \cdot \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnet  $\tilde{B}$  das  $B$ -ino, den supersymmetrischen Partner des  $B$ -Eichbosons aus der  $U(1)$ -Symmetrie des Standardmodells,  $\tilde{W}^3$  bezeichnet das  $W^3$ -ino, das supersymme-

trische Gegenstück zum  $W^3$ -Eichboson aus der  $SU(2)$ -Symmetrie,  $\tilde{H}_1$  sowie  $\tilde{H}_2$  bezeichnen die Partner der beiden skalaren elektrisch neutralen Higgs-Teilchen und  $N$  bezeichnet die Transformationsmatrix. Die Teilchen  $\chi_1$  bis  $\chi_4$  werden Neutralinos genannt. Ist das leichteste Neutralino  $\chi_1$  das LSP, so könnte die dunkle Materie daraus bestehen. Oft wird, wie im Folgenden in der vorliegenden Arbeit auch, dieses Teilchen das Neutralino  $\chi$  bezeichnet. Weitere Kandidaten, welche aus der Supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells stammen, sind das Gravitino, Sneutrinos und Axinos.

Neutralinos sind Majoranateilchen. Sie können also mit sich selbst annihilieren. Bei dieser Selbstannihilation können Photonen entstehen, was das leichteste Neutralino zu einer interessanten Möglichkeit für den Nachweis der dunklen Materie in der  $\gamma$ -Astronomie macht. Im dieser Arbeit wird diese Möglichkeit genauer untersucht. Im folgenden wird das leichteste Neutralino nur noch Neutralino genannt.

## 3.2 Kaluza-Klein-Theorie

Nachdem Einstein die allgemeine Relativitätstheorie (ART) veröffentlicht hatte, wurde von Kaluza diese Theorie erweitert [Kal21]. Zusätzlich zu der vierdimensionalen Raumzeit führte er eine weitere Raumdimension ein und definierte den metrischen Tensor

$$\hat{g}_{\hat{\mu}\hat{\nu}} = \begin{pmatrix} g_{\mu\nu} + e^{-\sqrt{3}\phi} A_\mu A_\nu & e^{-\sqrt{3}\phi} A_\mu \\ e^{-\sqrt{3}\phi} A_\nu & e^{-\sqrt{3}\phi} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

wobei  $\hat{\mu}$  und  $\hat{\nu}$  die Dimensionen von 0 bis 4 indizieren und  $g_{\mu\nu}$  den metrische Tensor aus der ART bezeichnet. Kaluza konnte zeigen, dass sich nach Anwendung der so erweiterten Einsteingleichungen sowohl das  $g_{\mu\nu}$  nach den Feldgleichungen der ART verhält als auch das Vektorfeld  $A_\mu$  den Maxwell-Gleichungen gehorcht. Eine Vereinheitlichung von Gravitation und Elektromagnetismus war gefunden.

Fraglich blieb, warum die zusätzliche fünfte Dimension nicht wahrgenommen wird, sowie, warum  $A_\mu$  nur ein vierdimensionaler Vektor und  $g_{\mu\nu}$  ein  $4 \times 4$ -Tensor bleibt, also die fünfte Dimension hier künstlich unterdrückt wurde.

Klein schlug 1926 in [Kle26] vor, dass die zusätzliche fünfte Dimension „aufgerollt“ ist. Das heißt bei der fünfdimensionalen Raumzeit handele es sich nicht um  $\mathbb{R}^5$ , sondern um  $\mathbb{R}^4 \times S^1$ .

Die Felder  $g_{\mu\nu}$ ,  $A_\mu$  und  $\phi$  wären demnach in der Zusatzdimension  $y$  periodisch und lassen sich durch eine Fourierreihe darstellen. Im Beispiel des Feldes  $A_\mu$  sieht das folgendermaßen aus:

$$A_\mu(x, y) = \sum_{-\infty}^{\infty} A_\mu^{(n)}(x) e^{iny/R} \quad (3.9)$$

wobei  $R$  den Radius der Zusatzdimension beschreibt.

Jede Mode dieser Fourierreihe kann nun als eigenes Feld betrachtet werden. Es kann gezeigt werden, dass die Masse der höheren Moden (als Teilchen betrachtet)

$$m_n = |n| \cdot \frac{1}{R} \quad (3.10)$$

beträgt.

Das kann auch auf Grundzustände von massiven Standardmodell-Feldern ( $n = 0$ ) angewendet werden. Dabei ist

$$m_n = \sqrt{\frac{n^2}{R^2} + m_0^2} \quad (3.11)$$

Zu jedem Grundzustand existieren unendlich viele angeregte Zustände mit aufsteigender Masse. Eine Erhaltungsgröße dabei ist  $(-1)^n$  (siehe auch [BHS05]), so dass die  $n = 1$  Zustände nicht weiter in Teilchen im Grundzustand  $n = 0$  zerfallen würden. Der leichteste  $n = 1$  Zustand wäre also stabil und somit ein Kandidat für die dunkle Materie.

Aufgrund der elektroschwachen Vereinheitlichung, nach der das Photon eine Superposition aus dem  $B$ , dem Eichboson der  $U(1)$ , und dem  $W^3$ , einem der drei Eichbosonen aus der  $SU(2)$ , ist, wird dieser leichteste angeregte Zustand (LKP vom englischen: „lightest Kaluza-Klein Particle“)  $B^{(1)}$  genannt.



## Kapitel 4

# Methoden zur Suche nach dunkler Materie

Die dunkle Materie zeigt sich bislang nur durch ihre Gravitation. Da die meisten Kandidaten sonst ausschließlich schwach wechselwirken, ist ein weiterer Nachweis schwierig. Die Suchstrategien können in zwei Gruppen aufgeteilt werden. Eine Gruppe sucht direkt nach den Wechselwirkungen der dunklen Materie mit einem Detektor. Die andere Gruppe versucht Produkte aus der Selbstannihilation der dunklen Materie zu finden. Die Annihilationsrate ist proportional zur quadrierten Dichte  $\rho^2$ , so dass die Produkte hauptsächlich in Massenanhäufungen ihren Ursprung haben.

In diesem Kapitel werden zunächst verschiedene Ansätze zur direkten Suche vorgestellt. Danach wird auf die indirekte Suche eingegangen. Dabei wird zunächst die Suche nach Neutrinos sowie danach die Suche nach Antimaterie in der kosmischen Strahlung beschrieben.

Die Suche nach sehr hochenergetischen Photonen aus der Selbstannihilation, der Schwerpunkt dieser Arbeit, wird im letzten Abschnitt erläutert. Dabei werden die Vorhersagen der zu messenden Strahlungsflüsse erläutert.

### 4.1 Direkte Suche nach Teilchen der dunklen Materie

Eine Möglichkeit, nach dunkler Materie zu suchen, ist, die Wechselwirkung der Teilchen mit einem Detektormedium und die damit einhergehende Energiedeposition zu registrieren. Die Wechselwirkung geschieht vor allem mit den Atomkernen, und gemessen wird der Kernrückstoß.

Um Vorhersagen über die Messung zu machen, sind die lokale Dichte der dunklen Materie, die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen sowie der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung zwischen den Teilchen und einem Atom des Detektormediums von Bedeutung. Als lokale Dichte der dunklen Materie wird ein Wert von  $0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$  angenommen. Für die Geschwindigkeitsverteilung relativ zur Galaxie wird eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung zentriert um  $270 \text{ km s}^{-1}$  verwendet. Die Bewegung der Erde um die Sonne führt zusätzlich zu einer jährlichen Modulation der Geschwindigkeitsverteilung

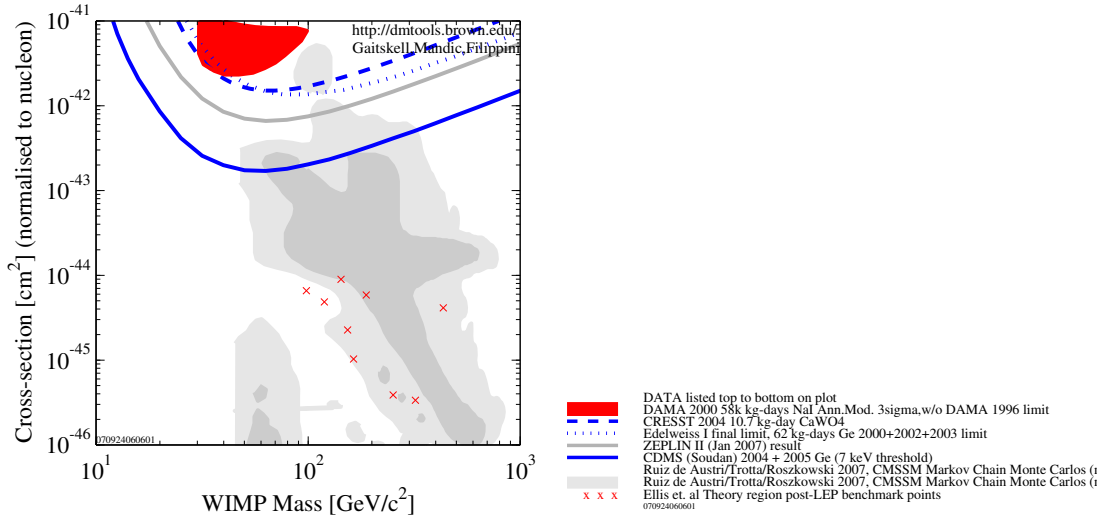


Abbildung 4.1: Experimentelle Resultate und theoretische Vorhersagen des Wirkungsquerschnittes für die spinunabhängige WIMP-Kern-Wechselwirkung aufgetragen gegen die WIMP-Masse. Der rote Bereich ist die von DAMA veröffentlichte Parameterregion der Detektion. Die blaue Kurve zeigt die obere Grenze, die mit EDELWEISS ermittelt wurde. Die grüne Kurve zeigt die Grenze von ZEPLIN; die rote Kurve die von CDMS. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die Empfindlichkeit der Erweiterung von CDMS an. Die farbigen Bereiche und Konturen markieren theoretische Vorhersagen.(mit [GMF] erstellt)

der dunklen Materie relativ zum Detektor. Ebenso führt die Bewegung des Sonnensystems zu einer bevorzugten Richtung der Stöße und die Rotation der Erde zu einer Tag-Nacht-Asymmetrie dieser Richtung.

Im Geschwindigkeitsbereich der dunklen Materie vollziehen WIMPs elastische Streuungen mit Atomkernen, wobei Energie im Bereich von 1 keV bis 100 keV im Detektor deponiert wird. Als Reaktionstypen kommen dabei spinunabhängige skalare oder Vektorkopplungen sowie spinabhängige Axialvektorkopplungen in Frage. Vektorkopplungen treten allerdings nicht bei Majoranateilchen auf, wie es das Neutralino oder das  $B^{(1)}$  wären. Der Wirkungsquerschnitt der spinabhängigen Stöße ist proportional zu  $J(J+1)$  des Atomkerns, während der Wirkungsquerschnitt der spinunabhängigen Stöße mit dem Quadrat der Atommassenzahl  $A^2$  wächst und bei Detektormedien mit hoher Atommassenzahl dominiert.

Die erwartete Ereignisrate liegt unterhalb von  $1 \text{ kg}^{-1}\text{Tag}^{-1}$ , was weit unterhalb der Ereignisrate durch die Radioaktivität und durch die kosmischen Strahlung an der Erdoberfläche liegt. Um trotzdem eine Messung zu ermöglichen, ist sowohl eine gute Abschirmung als auch eine gute Unterscheidung zwischen den gesuchten Kernstößen mit Teilchen dunkler Materie und Untergründereignissen notwendig. Um der kosmischen

Höhenstrahlung zu entgehen, werden die Experimente in unterirdischen Laboratorien aufgebaut.

Zum Nachweis des Kernrückstoßes aus elastischen Wechselwirkungen mit WIMPs wird nach Ionisation, Szintillation, Phononenanregung (Bolometer) oder Kombinationen dieser Effekte gesucht. Ionisation wird durch Messung von Strömen bei angelegter Spannung nachgewiesen. Beim Nachweis von Phononanregung wird ausgenutzt, dass die spezifische Wärme eines Kristalls unterhalb der Debye-Temperatur proportional zu  $T^3$  verläuft. Anregungen im gesuchten Energiebereich können so zu einer messbaren Temperaturerhöhung führen. Vor allem in der Kombination ist eine Unterscheidung zwischen den gesuchten Kernstößen und den Untergrundeignissen möglich.

Die ersten Einschränkungen auf die dunkle Materie wurden mit Hilfe von Germaniumdetektoren gewonnen, in denen nach Ionisationsereignissen gesucht wurde. Einige dieser Detektoren wurden primär zur Suche nach dem neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfall von  $^{76}\text{Ge}$  gebaut. In dieser Technik alleine kann nicht zwischen Kernstößen, die für die Suche nach dunkler Materie von Interesse sind, und dem Untergrund unterschieden werden. Das kann teilweise durch Verwendung hochreinem Germaniums ausgeglichen werden. Weitere Verbesserungen stellen verbesserte Abschirmungen und Vetodetektoren dar. Als Beispiele dieser Technik seien HDMS [KK<sup>+</sup>03] und IGEX [I<sup>+</sup>02] aufgeführt.

In Szintillationsdetektoren können durch die Analyse der Lichtpulse Kernstöße von Untergrundreaktionen unterschieden werden. Allerdings ist die Lichtausbeute pro Ereignis zu gering, um eine richtige Ereignis Selektion durchzuführen, so dass nur eine statistische Analyse möglich ist. Experimente dieser Art sind z.B. DAMA [B<sup>+</sup>] und NAIAD [A<sup>+</sup>03b].

Nach Kristallerwärmung durch Kernstöße wird nur in Kombination mit Ionisation (z.B. CDMS [A<sup>+</sup>99] und EDELWEISS [S<sup>+</sup>05]) oder Szintillation gesucht (z.B. CRESST II [A<sup>+</sup>04c]). Die Ereignisunterscheidung geschieht durch die verschiedenen Quotienten von Wärmedeposition und Ionisation bzw. Szintillation durch Kernstöße und Untergrundeignissen. Verbesserungen sind z.B. durch die direkte Messung der primären Phononen geplant.

Eine weitere Klasse von Detektoren sucht nach Ionisation oder Szintillation in verflüssigten Edelgasen. Durch das hohe Atomgewicht ist Xenon dafür gut geeignet. Die Ereignis Selektion kann durch die Pulsanalyse der Szintillation geschehen, was z.B. in ZEPLIN I [A<sup>+</sup>05c] geschehen ist. Wird zusätzlich die Ionisation gemessen kann die Separation vom Untergrund verbessert werden. Dies geschieht z.B. in ZEPLIN II/III [A<sup>+</sup>, A<sup>+</sup>07].

In Abbildung 4.1 sind die Grenzen und Messungen verschiedener Experimente im Vergleich zu theoretischen Erwartungen im Parameterraum des Wirkungsquerschnittes über der WIMP-Masse eingezeichnet. Die DAMA-Kollaboration veröffentlichte den Nachweis einer jährlichen Modulation der Ereignisrate, die als Detektion dunkler Materie interpretiert wurde. Die von diesem Ergebnis resultierende Region im Parameterraum des Wirkungsquerschnitts der spinunabhängigen Kernstöße und der WIMP-Masse wurden inzwischen von anderen Experimenten wie CDMS und XENON ausgeschlossen. Auch mit anderen Annahmen über die lokale Dichte der dunklen Materie oder der Geschwindig-

keitsverteilung der Teilchen sind der Ergebnisse von DAMA nicht mit den gewonnenen Grenzen kompatibel.

## 4.2 Indirekte Suche mit Neutrinos aus Annihilation dunkler Materie

Himmelskörper, wie Sterne und Planeten, akkretieren WIMPs, indem diese durch elastische Streuungen am Material allmählich ihren Relativimpuls verlieren. Diese Teilchen reichern sich um das Zentrum des Himmelskörpers an, wo sie annihilieren können. Die meisten der Annihilationsprodukte verlassen den Himmelskörper nicht mehr. Nur Neutrinos durchdringen das Material und könnten in einem Detektor nachgewiesen werden. Auch die Sonne und die Erde selbst akkretieren dunkle Materie und könnten somit einen messbaren Neutrinofluss hervorbringen.

Der Anzahl der WIMPs in einem Himmelskörper wird durch die Differentialgleichung

$$\frac{dN}{dt} = C - AN^2 \quad (4.1)$$

beschrieben.  $N$  bezeichnet die Anzahl der eingefangenen WIMPs,  $C$  die Einfangrate und  $A$  den totalen Annihilationswirkungsquerschnitt. Aus der Lösung dieser Gleichung kann die Zerfallsrate als Funktion der Zeit bestimmt werden:

$$\Gamma_A = \frac{1}{2}AN^2 = \frac{1}{2}C \tanh(\sqrt{AC} \cdot t) \quad (4.2)$$

Wird für  $t$  das Alter des Sonnensystems  $t = 4.5 \cdot 10^9$  Jahre eingesetzt, erhält man die erwartete aktuelle Zerfallsrate. Der erwartete Neutrinofluss von der Sonne überschreitet den aus dem Erdinneren um mehrere Größenordnungen, so dass hauptsächlich aus Richtung der Sonne nach Neutrinos aus Annihilation von WIMPs gesucht wird.

## 4.3 Indirekte Suche mit Antimaterie in der kosmischen Strahlung aus Annihilation dunkler Materie

Bei der Selbstannihilation von Teilchen dunkler Materie entsteht gleichermaßen Materie und Antimaterie. Annihilationsprozesse würden sich also durch einen Überschuss an Antimaterie, in der kosmischen Strahlung äußern. Für die Stärke des Signals und die Form des Spektrums spielen neben dem Dichteprofil der dunklen Materie auch die Propagation durch die Galaxie sowie durch die Heliosphäre, der vom Sonnenwind dominierte Bereich um das Sonnensystem, eine Rolle [PU04].

Die Propagation spielt vor allem für Positronen eine Rolle, da sie in den interstellaren Magnetfeldern schnell ihre Energie verlieren. Ausschlaggebend für den Nachweis wäre damit nur das Halo-Profil in einer kleineren Umgebung des Sonnensystems. Antiprotonen verlieren wesentlich langsamer ihre Energie im Magnetfeld. Die Dichte dunkler Materie eines wesentlich größeren Bereichs wäre ausschlaggebend. Ebenfalls große Unsicherheiten

ergeben sich für die Propagationsmodelle, was Vorhersagen sowie Interpretation von Messdaten im Rahmen von dunkler Materie schwierig macht.

1994 und 1995 hat das HEAT-Experiment einen deutlich über den Erwartungen ohne dunkle Materie liegenden Fluss an kosmischen Positronen mit einem spektralen Maximum um 10 GeV nachgewiesen [B<sup>+</sup>97, BHS05], was durch eine weitere Messung mit HEAT im Jahre 2000 bestätigt wurde [C<sup>+</sup>01]. Dieser Überschuss liegt auch über den Vorhersagen, die aus einem glatten Halo dunkler Materie gewonnen werden. Mit Substruktur im Halo könnte dieser Überschuss aber durchaus erreicht werden [BHS05]. Allerdings sind die Messungen auch verträglich mit Positronenerzeugung durch kosmische Strahlung.

Der kosmische Positronenfluss wird in Zukunft durch die Experimente AMS-02 [DF], PAMELA [P<sup>+</sup>07] und Bess Polar [Y<sup>+</sup>04] auch bei höheren Energien vermessen werden.

Das BESS-Experiment hat einen Antiprotonenfluss von  $1.27^{+0.37}_{-0.32} \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  im Energiebereich von 400 GeV bis 560 GeV gemessen. Im Rahmen der Unsicherheiten gibt es hier keinen eindeutigen Hinweis auf dunkle Materie. Weitere Messungen auch für höhere Antiproton-Energien sind erforderlich.

## 4.4 Indirekte Suche mit $\gamma$ -Strahlung aus Annihilation dunkler Materie

Durch die Selbstannihilation einiger Kandidaten der dunklen Materie, wie dem Neutralino oder dem leichtesten Partner eines Standardmodell-Teilchens aus der Kaluza-Klein-Theorie, entstehen u.a. sehr hochenergetische Photonen, die von einem entsprechenden Observatorium nachgewiesen werden könnten.

Besonders interessant sind die Prozesse, bei denen direkt Photonen erzeugt werden. Die erzeugten Photonen wären monoenergetisch und würden sich im Energiespektrum durch zwei Linien der Energie

$$\begin{aligned} E_{\gamma,1} &= m_\chi \\ E_{\gamma,2} &= m_\chi(1 - m_{Z^0}^2/4m_\chi^2) \end{aligned} \quad (4.3)$$

zeigen. Hierbei bezeichnen  $m_\chi$  die Masse des Neutralinos und  $m_{Z^0}$  die Masse des  $Z^0$ -Bosons. Neutralinos und andere Kandidaten (WIMPs) sind allerdings elektrisch neutral und wechselwirken nicht direkt mit Photonen; die entsprechenden Annihilations-Prozesse sind Schleifenprozesse und somit unterdrückt (siehe Abbildung 4.2 oben). Würden diese Linien aber gefunden werden, wäre es ein direkter Beweis für das Vorhandensein dunkler Materie.

Die Prozesse mit einem baumartigen Graphen bilden die Mehrheit, erzeugen aber primär keine Photonen, sondern überwiegend  $W^-$ ,  $Z^0$ - und Higgs-Bosonen sowie Fermionen (siehe Abbildung 4.2 Mitte und unten). Die Produktion von Fermionen ist dabei chiralitätsunterdrückt; die Amplitude ist proportional zur Masse der produzierten Fermionen. Der überwiegende Anteil der Photonen wird also in Fragmentationen dieser

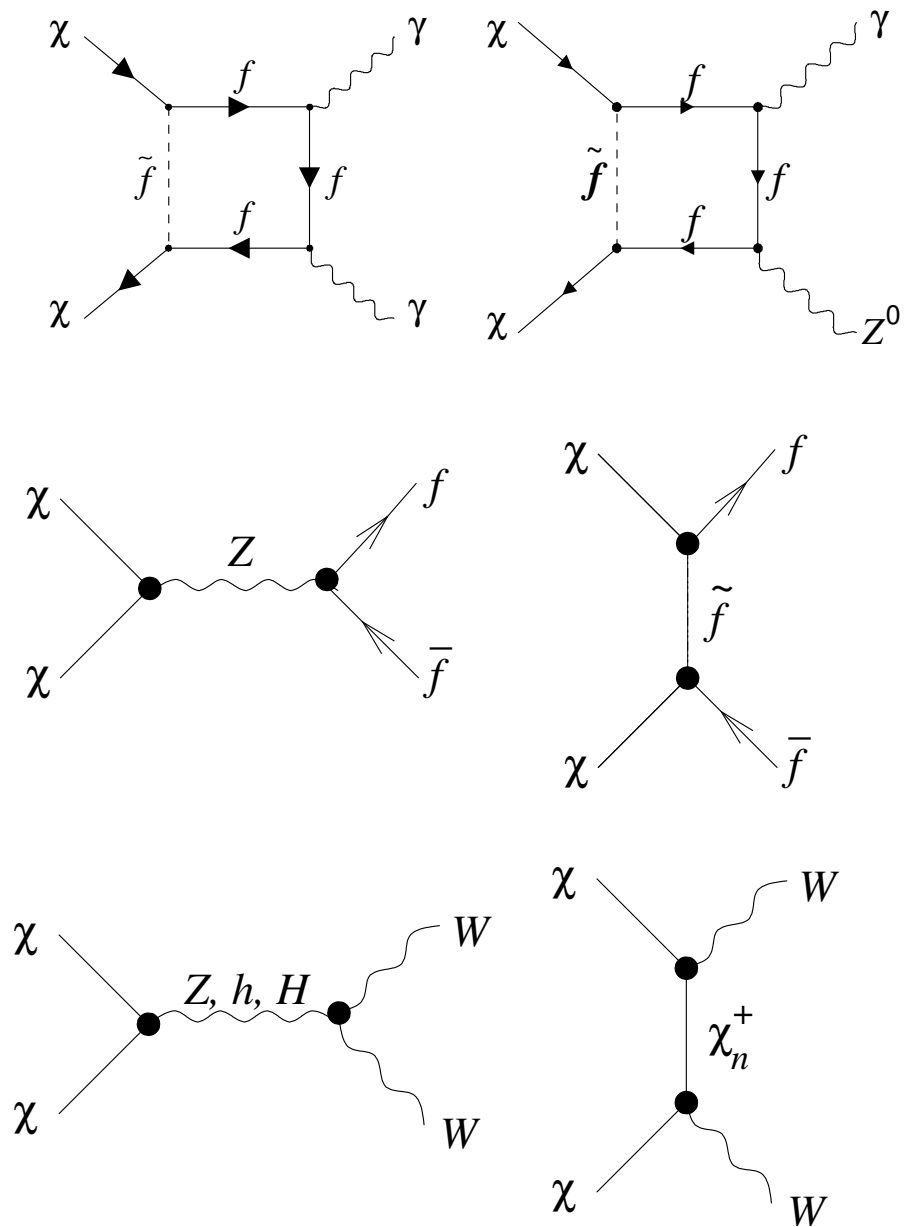


Abbildung 4.2: Feynmangraphen verschiedener Kanäle der Neutralino-Annihilation. Die direkte Erzeugung von Photonen (obere zwei Graphen) sind Schleifenprozesse und damit unterdrückt. Über Baumgraphen können u.a. Fermionen (mittlere zwei Graphen) sowie  $W$ -Bosonen (untere Graphen) erzeugt werden. Nicht dargestellt sind hier Graphen für die  $Z^0$ - sowie die Higgs-Erzeugung (aus [BHS05]).

Annihilationsprodukte erzeugt. Das entstehende Energiespektrum ist kontinuierlich und

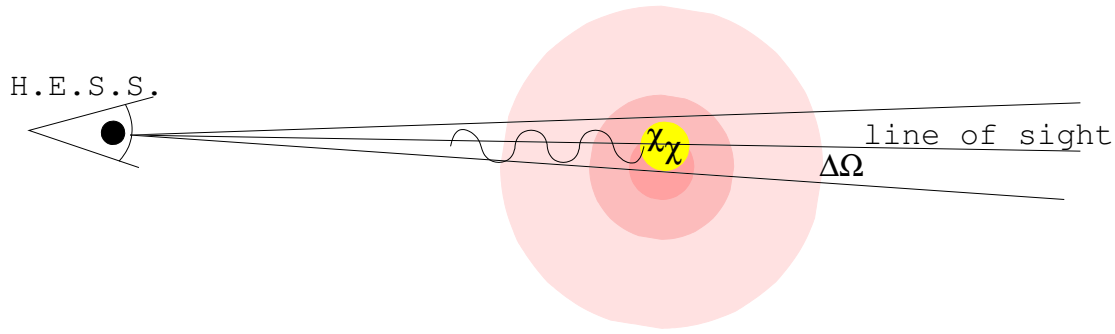


Abbildung 4.3: Prinzip der Beobachtung einer Anhäufung dunkler Materie mit einem  $\gamma$ -Teleskop. Der beobachtete Strahlungsfluss ist proportional zum Integral der Emissivität über der Sichtlinie gefaltet mit der Detektorauflösung  $\Delta\Omega$ .

somit nicht grundsätzlich von anderen Prozessen unterscheidbar.

Der beobachtete Strahlungsfluss wird durch

$$\frac{d\Phi}{dE d\Omega} = \underbrace{\frac{1}{2} \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{m^2} \cdot \sum_i \left( \langle \sigma v \rangle_i \cdot \frac{dN_{\gamma,i}}{dE} \right)}_{\text{Teilchenphysikalischer Anteil}} \cdot \overbrace{\int_{\text{los}} ds \rho^2}^{\text{Astrophysikalischer Anteil}} \quad (4.4)$$

beschrieben [BUB98]. Die Masse des Teilchens  $m$ , die mittleren Wirkungsquerschnitte  $\langle \sigma v \rangle_i$  und die Photonenspektren pro Annihilation  $dN_{\gamma,i}/dE$  der verschiedenen Reaktionen (indiziert mit  $i$ ), werden durch das zugrundeliegende teilchenphysikalische Modell, wie der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells oder der Kaluza-Klein-Theorie, geliefert. Die Stärke des Signals wird zusätzlich durch das Integral der quadrierten Dichte über die Sichtlinie („los“ vom Englischen „*line of sight*“) skaliert, was in Abbildung 4.3 skizziert ist.

Der astrophysikalische Anteil wird in der Literatur oft durch die dimensionslose Größe

$$\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega = \frac{1}{8.5 \text{ kpc} \cdot (0.3 \text{ GeV/cm}^3)^2} \cdot \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{los}} ds \rho^2 \quad (4.5)$$

repräsentiert. Die Normierung bezieht sich dabei auf das galaktische Zentrum in einer Entfernung von 8.5 kpc und die lokal angenommene Dichte dunkler Materie von  $0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ . Diese Normierung wird aber auch für Substrukturen dunkler Materie (Klumpen) verwendet.

Gleichung 4.4 wird damit zu <sup>1</sup>

$$\frac{d\Phi}{dE} = 2.8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \cdot \left( \frac{100 \text{ GeV}}{m} \right)^2 \cdot \sum_i \left( \frac{dN_{\gamma,i}}{dE} \cdot \frac{\langle \sigma v \rangle_i}{\text{pb} \cdot c} \right) \cdot \bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega \quad (4.6)$$

<sup>1</sup>In der Literatur steht oft ein Normierungswert von  $5.6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . In [G<sup>+</sup>04] wird allerdings drauf eingegangen, warum der Wert nur halb so groß ist.

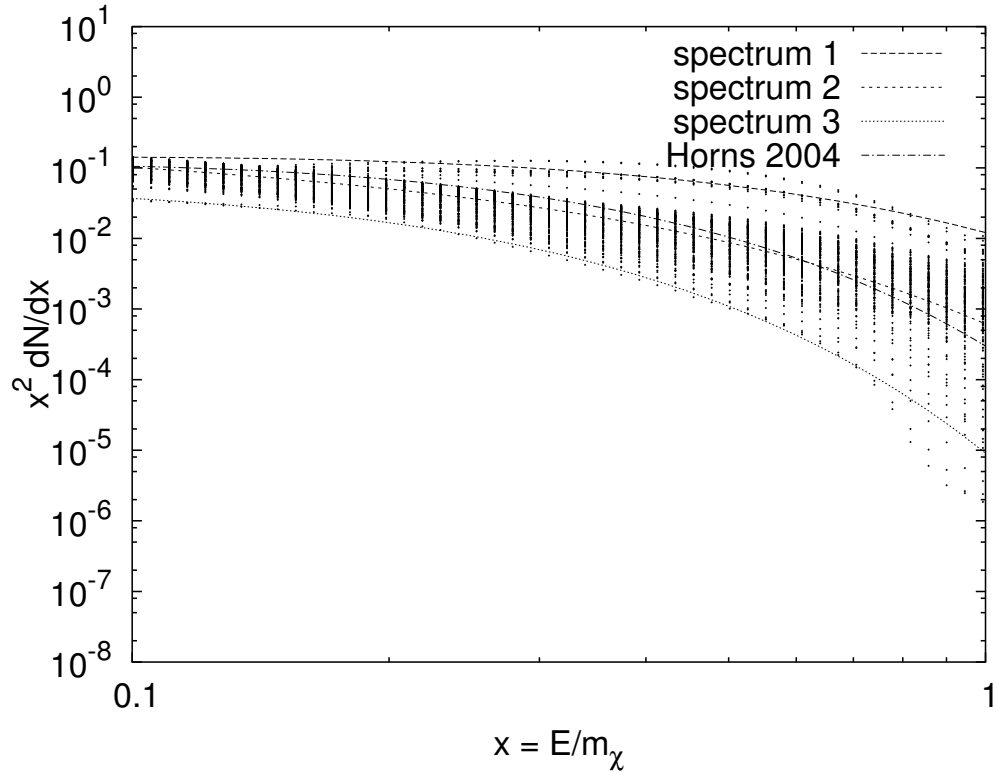


Abbildung 4.4: Kontinuierliches Spektrum der Photonen durch Neutralino-Annihilation. Die Kreuze geben errechnete Flusspunkte verschiedener supersymmetrischer Modelle wieder (errechnet mit DarkSusy 4.1 [G<sup>+</sup>04]). Die Linien „Spektrum 1“, „Spektrum 2“ und „Spektrum 3“ werden durch Gleichung 4.7 beschrieben. Das Spektrum „Horns 2004“ folgt Gleichung 4.8.

Für Morphologiestudien ausgedehnter Quellen ist nicht der gesamte Fluss, sondern die Leuchtkraftdichte interessant. Gleichung 4.4 ist mit der Abbildungsfunktion des Detektors  $f_{\text{ps}}(\Omega)$  zu falten, um das gemessene Profil zu erhalten.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird auf die Form des Photonenspektrums aus der Annihilation von Neutralinos und Teilchen aus der Kaluza-Klein-Theorie eingegangen sowie auf Modelle für die astrophysikalische Skalierung.

#### 4.4.1 Das Energiespektrum der Photonen aus Neutralino-Annihilation

In der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells kommen neue Parameter hinzu, von denen viele eine Rolle für die Masse, den Annihilationswirkungsquerschnitt und das Verzweigungsverhältnis der Annihilationsprodukte spielen. Im Modell der mSUGRA bleiben 4 Parameter und ein Vorzeichen als Freiheitsgrade (siehe Kapitel 3.1). Vom Verzweigungsverhältnis hängt ab, wieviele Photonen im Mittel pro Annihilation entste-



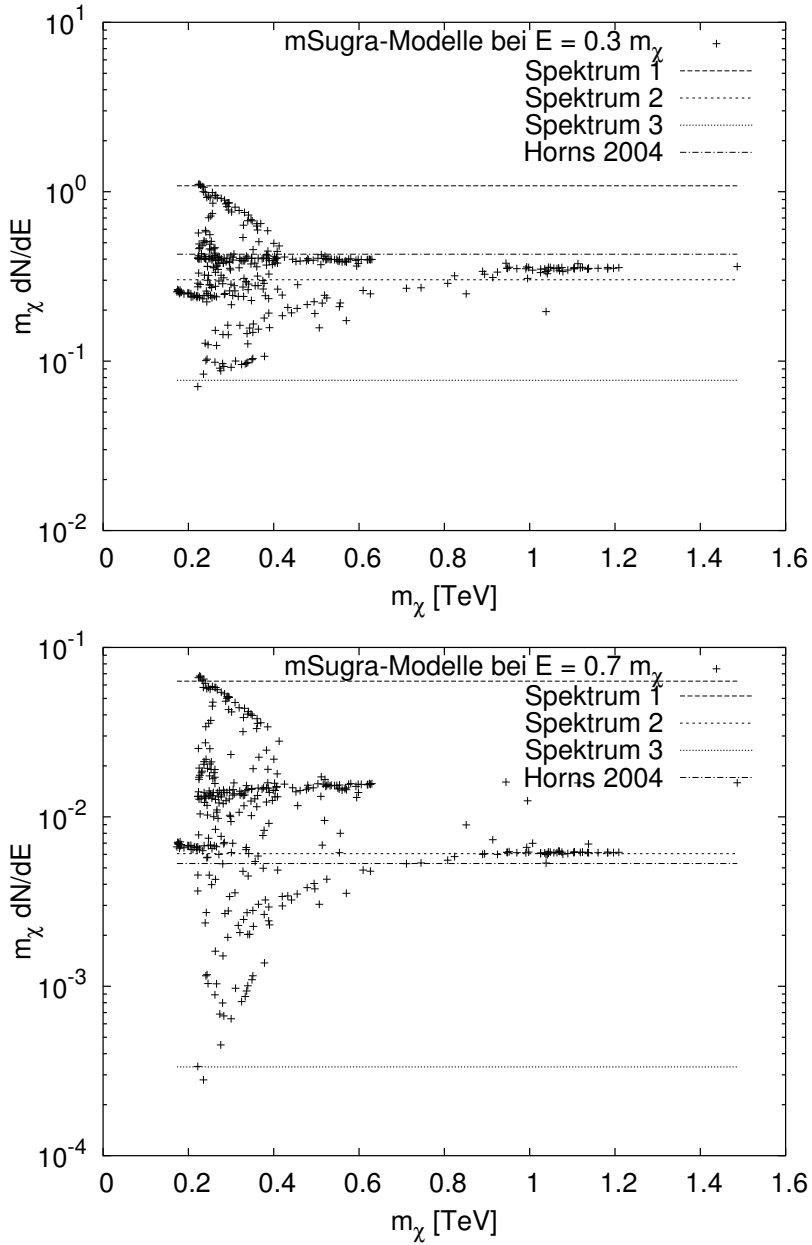


Abbildung 4.5: Aufgetragen ist der differentielle Photonenfluss  $dN/dx = m_\chi \cdot dN/dE$  über der Neutralinomasse  $m_\chi$  bei  $E = 0.3 \cdot m_\chi$  (oben) und  $E = 0.7 \cdot m_\chi$  (unten) für die in dieser Arbeit verwendeten Parametersätze der mSugra. Es ist keine offensichtliche Korrelation im Gesamtfeld zu erkennen. Die Linien repräsentieren die Flusspunkte der verwendeten Beschreibungen.

	$N_0$	$\Gamma$	$c$
Spektrum 1	0.4	1.7	3.5
Spektrum 2	0.081	2.31	4.88
Spektrum 3	0.2	1.7	10.0

Tabelle 4.1: Tabelle der in dieser Arbeit verwendeten Parameter für die Beschreibung des kontinuierlichen Anteils des Energiespektrums der Photonen aus Neutralino-Annihilation nach Gleichung 4.7

hen.

In Abbildung 4.4 sind die Annihilationsspektren verschiedener mSugra-Parametersätze, normiert auf die jeweilige Neutralinomasse  $m_\chi$ , zu sehen. Es wurden hierbei nur Parametersätze aus einer zufällig generiertem Auswahl von  $10^4$  Sätzen verwendet, die eine Reliktdichte von  $0.094 < \Omega_{\text{DM}} h^2 < 0.129$  besitzen [B<sup>+</sup>03]. Reliktdichte und Flusspunkte wurden mit Hilfe der Programmbibliothek DarkSusy 4.1 (siehe [G<sup>+</sup>04]) berechnet.

Die vier Linien in der Abbildung beschreiben die in der vorliegenden Arbeit im späteren Verlauf verwendeten Spektren. Bei den ersten drei (Spektrum 1 bis Spektrum 3) handelt es sich jeweils um ein Potenzgesetz mit einem exponentiellen Abbruch

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \frac{N_0}{m_\chi} \cdot \left(\frac{E}{m_\chi}\right)^{-\Gamma} \cdot \exp(-c \cdot E/m_\chi) \quad (4.7)$$

Die Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Spektren 1 und 3 grenzen den Bereich der Energiespektren ein und repräsentieren somit Parametersätze, die in einer vergleichsweise hohen bzw. niedrigen Anzahl an Photonen pro Annihilation resultieren. Spektrum 2 beschreibt das Energiespektrum für eine mittlere Anzahl an Photonen pro Annihilation.

Eine weitere ähnliche Beschreibung, die Annihilationsspektren für hohe Neutralinomassen beschreibt, ist in [Hor04] zu finden:

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \frac{0.73}{m_\chi} \cdot \frac{\exp(-7.8 \cdot E/m_\chi)}{(E/m_\chi)^{1.5} + 2 \cdot 10^{-4}} \quad (4.8)$$

Dieser Verlauf ist ebenfalls in Figur 4.4 eingezeichnet.

In Abbildung 4.5 sind die differentiellen Flusspunkte bei  $E = 0.3 \cdot m_\chi$  bzw.  $E = 0.7 \cdot m_\chi$  der in Abbildung 4.4 benutzten Parametersätze über der entsprechenden Neutralinomasse  $m_\chi$  aufgetragen. Eventuelle Korrelationen, die eine Entscheidung erzwingen würden, bei welchen Neutralinomassen welches Spektrum bevorzugt ist, sollen damit sichtbar werden. Es ist keine offensichtliche Korrelation im Gesamtdatensatz zu erkennen, wenn sich auch einzelne „Zweige“ erahnen lassen. Die Anzahl der sekundären Photonen hängt ausschließlich vom Verzweungsverhältnis der Annihilationsprodukte und nicht von der Masse ab. Dieses wird bestimmt durch das supersymmetrische Modell und damit der Zusammensetzung des Neutralinos. Für hohe Massen nimmt die Streuung deutlich ab, und Spektrum 2 sowie auch Gleichung 4.8 sind gute Beschreibungen.

Prozess	Verzweigungsverhältnis
Quark-Paare	35%
Paare geladener Leptonen	59%
Neutrinos	4%
Geladene Eichbosonen	1%
Ungeladene Eichbosonen	0.5%
Higgbosonen	0.5%

Tabelle 4.2: Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Annihilationsprozesse des  $B^{(1)}$ 

#### 4.4.2 Das Energiespektrum der Photonen aus $B^{(1)}$ -Annihilation

Zur Beschreibung des Annihilationsspektrum vom  $B^{(1)}$  der Kaluza-Klein-Theorie wurde in der vorliegenden Arbeit [B<sup>+</sup>05] und [FPS04] gefolgt.

Die Verzweigungsverhältnisse der Annihilationsprozesse sind weitgehend unabhängig von der Masse des  $B^{(1)}$  und sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Der Anteil der sekundären Photonen aus Eich- und Higgsbosonen wird im Folgenden vernachlässigt.

Bei der Annihilation in Leptonen der Masse  $m_l$  kann direkt auch ein Photon emittiert werden. Das Spektrum dieser Photonen folgt (aus [B<sup>+</sup>05]):

$$\frac{dN_\gamma^l}{dx} = \frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{x^2 - 2x + 2}{x} \cdot \ln\left(\frac{m_{B^{(1)}}^2}{m_l^2}(1-x)\right) \quad (4.9)$$

wobei  $m_l$  die Masse des betrachteten Leptons ist. Diese Gleichung gilt für alle geladenen Leptonen, wird in der Praxis aber nur für Elektronen und Myonen ausgewertet. Für alle Prozesse, an dem Tau-Leptonen beteiligt sind, wird Gleichung 4.11 herangezogen. Beim Zerfall des  $\tau$  werden weitere Photonen emittiert, die ebenfalls in dieser Gleichung berücksichtigt sind.

Gleichung 4.9 macht den größten Unterschied zwischen den Spektren der Neutralino-Annihilation und der  $B^{(1)}$ -Annihilation aus. Während die Produktion von Fermionen in der Neutralino-Annihilation chiralitätsunzterdrückt ist, werden allein in 59% der  $B^{(1)}$ -Annihilationen Lepton-Antilepton-Paare erzeugt.

Die bei der Annihilation entstehenden Quarks erzeugen in der Fragmentation ein Photonenspektrum der Form:

$$\frac{dN_\gamma^q}{dx} = \eta x^a \exp(b + cx + dx^2 + ex^3) \quad (4.10)$$

Es ist dabei  $\eta = 2$  für Top-Quarks und  $\eta = 1$  für alle restlichen Quarksorten. Aufgrund der unterschiedlichen Hyperladung ist die Produktion von Up-Quarks um einen Faktor 257/17 größer als die Produktion von Down-Quarks.

Das gesamte Photonenspektrum, das bei der Erzeugung und dem Zerfall von  $\tau$ -Leptonen entsteht, wird parametrisiert durch

$$\frac{dN_\gamma^\tau}{dx} = x^{a_\tau} (b_\tau x + c_\tau x^2 + d_\tau x^3) \exp(e_\tau x) \quad (4.11)$$

	up	strange	top	down	charmed	bottom		$\tau$
$a$	-1.5	-1.5	-1.5	-1.5	-1.5	-1.5	$a_\tau$	-1.31
$b$	0.0063	0.04	-0.45	0.0063	0.17	0.37	$b_\tau$	6.94
$c$	-8.62	-8.84	-19.05	-8.62	-10.23	-16.05	$c_\tau$	-4.93
$d$	8.53	2.77	21.96	8.53	2.13	18.01	$d_\tau$	-0.51
$e$	-9.73	-7.71	-15.18	-9.73	-7	-19.5	$e_\tau$	-4.53

Tabelle 4.3: Parameter der Annihilationsspektren in den Gleichungen 4.10 und 4.11 für eine Teilchenmasse von  $m_{B^{(1)}} = 1$  TeV (aus [FPS04]).

Insgesamt wird das zusammengefasst zu

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \sum_i v_i \frac{dN_\gamma^i}{dx} \quad (4.12)$$

wobei  $i$  den Annihilationskanal bezeichnet und  $v_i$  das jeweilige Verzweigungsverhältnis dieses Kanals.

Die für diese Arbeit gewählten Parameter entsprechen der Annihilation eines 1 TeV schweren  $B^{(1)}$  aus [FPS04] und sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

Das gesamte kontinuierliche Photonenspektrum aus der Annihilation ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Im Vergleich dazu ist auch das Spektrum für ein 0.5 TeV schweres  $B^{(1)}$  gezeigt. Der Unterschied ist minimal und wird in dieser Arbeit vernachlässigt<sup>2</sup>.

### 4.4.3 Dichteprofile

Der Strahlungsfluss hängt quadratisch von der Dichte der dunklen Materie in der emittierenden Region ab (siehe Gleichung 4.4). Die Strahlung wird damit hauptsächlich aus Regionen mit hoher Massenkonzentration erwartet. Eine solche Region stellt das galaktische Zentrum dar. Auch kleinere Anhäufungen dunkler Materie eingebettet im galaktischen Halo werden diskutiert.

Um Vorhersagen über den Strahlungsfluss zu treffen, ist es notwendig, die Dichteverteilung der dunklen Materie in der Anhäufung zu kennen. Diese wird z.B. aus  $N$ -Körper-Simulationen gewonnen. Es existieren dabei verschiedene Beschreibungen. Aus kosmologischen  $N$ -Körper-Simulationen erhalten [MGG<sup>+</sup>99]

$$\rho_{\text{Moore}}(r) = \rho_0 \cdot \frac{r_c^{1.5}}{r^{1.5}} \cdot \frac{r_c^{1.5} + r_s^{1.5}}{r^{1.5} + r_s^{1.5}} \quad (\text{Moore-Profil}) \quad (4.13)$$

<sup>2</sup>Es ist noch zu erwähnen, dass die genauen Zerfallsspektren in der Literatur davon abhängen, wie sie errechnet wurden. Hier wird meist des Paket PHYTIA [SE<sup>+</sup>01] verwendet, was ebenfalls in verschiedenen Versionen unterschiedliche Spektren liefert. So benutzt z.B. Loic Rolland in seiner Dissertation [Rol05] eine andere Version als in [FPS04] verwendet wurde, was zu einem unterschiedlichem Spektrum führt. Die Abweichungen untereinander liegen in der Größenordnung von 10% bis 20%.

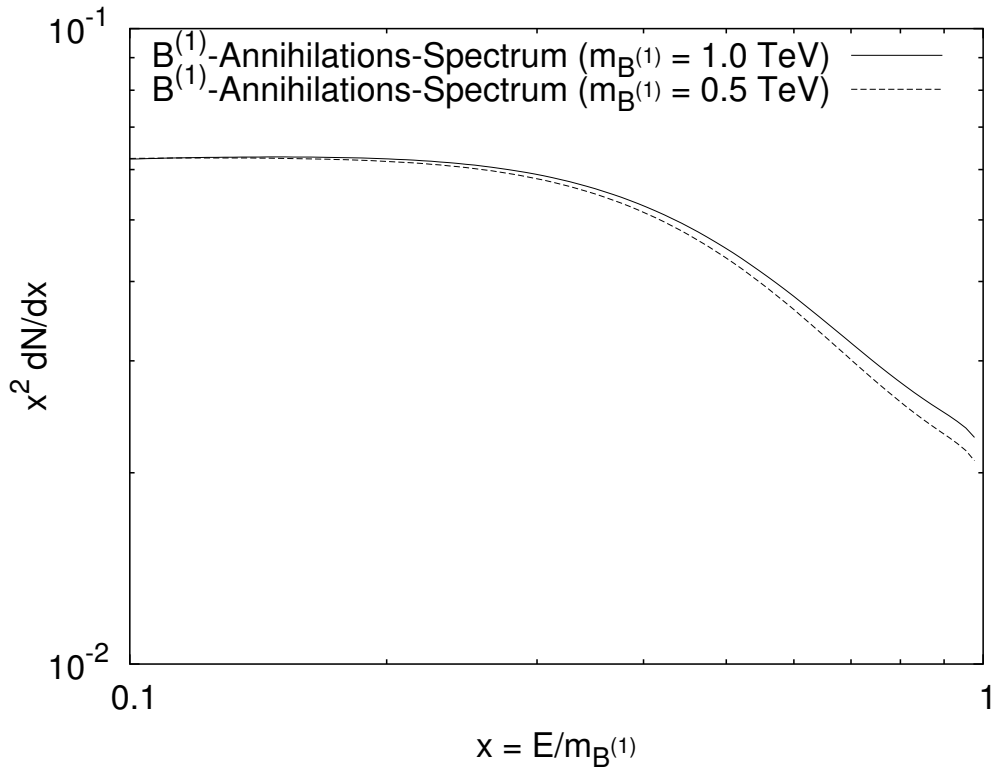


Abbildung 4.6: Kontinuierliches Spektrum der Photonen aus der Selbstvernichtung des  $B^{(1)}$  pro Annihilation.

Ein anderes Profil wird in [NFW96] angegeben:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \rho_0 \cdot \frac{r_c}{r} \cdot \frac{(r_c + r_s)^2}{(r + r_s)^2} \quad (\text{NFW-Profil}) \quad (4.14)$$

Diese Profile sind jeweils Spezialfälle einer Parametrisierung in [Her90, Zha96, Zha97]:

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \frac{r_c^\gamma}{r^\gamma} \cdot \frac{(r_c^\alpha + r_s^\alpha)^{(\beta-\gamma)/\alpha}}{(r^\alpha + r_s^\alpha)^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (4.15)$$

Die Parameter  $\gamma$  und  $\beta$  geben die Exponenten eines lokalen Potenzgesetzes im inneren Bereich ( $r \ll r_s$ ) bzw. im äußeren Bereich ( $r \gg r_s$ ) an, während  $\alpha$  reziprok die Breite der Übergangszone beschreibt (siehe auch Abbildung 4.7 links). Der Radius des Übergangs wird durch  $r_s$  beschrieben. In Tabelle 4.4 sind die Parameter in dieser Parametrisierung für das NFW- und das Moore-Profil eingetragen; in Abbildung 4.7 rechts sind diese beiden Profile im Vergleich dargestellt. Das Moore-Profil ist im Zentrum konzentrierter.

All diese Profile besitzen eine Singularität im Zentrum. Diese ist unphysikalisch. Um dies zu umgehen wird beispielsweise für einen Bereich  $r < r_{\text{min}}$  eine konstante Dichte

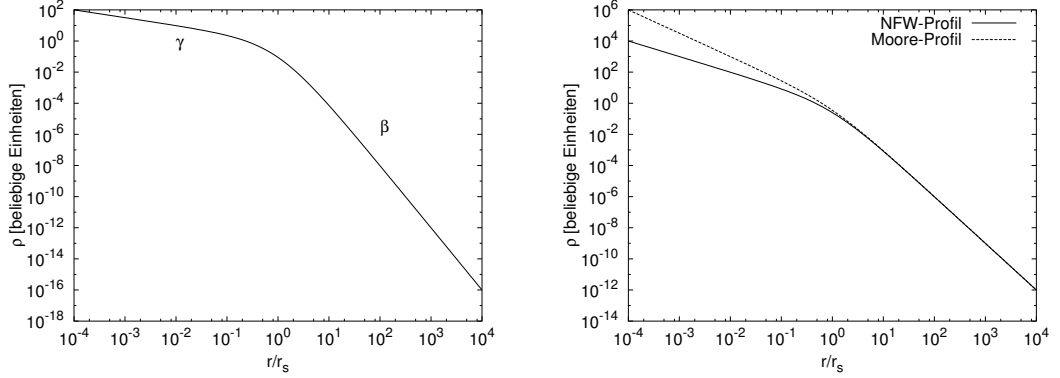


Abbildung 4.7: Links: Dichteprofil nach der Parametrisierung von [Her90, Zha96, Zha97] (siehe Gleichung 4.15). Rechts: Die beiden Spezialfälle eines NFW- und eines Moore-Profiles.

Profil	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
NFW	2	3	1
Moore	1	3	1.5

Tabelle 4.4: Parameter für die in dieser Arbeit verwendeten Dichteprofile nach der Parametrisierung in Gleichung 4.15

$\rho_{\max}$  angenommen.  $r_{\min}$  und  $\rho_{\max}$  können abgeschätzt werden, indem die mittlere Zeit bis zu einer Annihilation und die Einfallszeit eines Neutralinos bis zum Zentrum gleich gesetzt werden, so dass die Einfalls- und die Annihilationsrate sich die Waage halten ([TO02]). Eine andere ähnliche Möglichkeit ist die Substitution  $r \rightarrow \sqrt{r^2 + r_{\min}^2}$ .

In beiden Fällen hat die Größe  $r_{\min}$  keinen Einfluss auf die Morphologie, sofern sie klein genug und  $\gamma < 1.5$  ist. Dies wird die folgende Abschätzung zeigen. Im Innenbereich ist die Dichte annähernd  $\rho \sim r^{-\gamma}$ . Die Gesamtemissivität  $E$  in einem Radius  $R$  ist damit, wenn ein abgeschnittenes Dichteprofil angenommen wird:

$$\begin{aligned}
 E &\sim \frac{4}{3}\pi r_{\min}^3 \cdot r_{\min}^{-2\gamma} + 4\pi \int_{r_{\min}}^R dr r^2 \cdot r^{-2\gamma} \\
 &= \frac{4\pi}{3-2\gamma} R^{3-2\gamma} + \left( \frac{4\pi}{3} - \frac{4\pi}{3-2\gamma} \right) r_{\min}^{3-2\gamma}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Das konvergiert für  $r_{\min} \rightarrow 0$  sofern  $\gamma < 1.5$ . Es zeigte sich in Tests, dass die in dieser Arbeit verwendeten Werte klein genug sind. Die Größe  $r_{\min}$  ist somit nur wenig ausschlaggebend.

Diese Profile werden sowohl zur Beschreibung galaktischer Halos als auch zur Beschreibung von Klumpen verwendet.

Der Vollständigkeit halber soll erwähnt werden, dass kosmologische  $N$ -Körper-

Simulationen, aus denen die Dichteprofile abgeleitet werden, den Nachteil einer relativ geringen Massenaufösung besitzen. Um dies zu umgehen, haben [H<sup>+</sup>03] feinere  $N$ -Körper-Simulationen eines Klumpens in einem galaktischen Potential unternommen. Sie sind dabei anfänglich von einem NFW-Profil ausgegangen. Durch Gezeitenkräfte wurde in dieser Simulation zwar Materie von den Außenbezirken des Klumpens entfernt, aber der Kern bleibt erhalten. Das so modifizierte Profil ist

$$\rho(r) = \frac{f_t}{1 + (r/r_{te})^3} \cdot \rho_{\text{NFW}}(r) \quad (4.17)$$

wobei  $f_t$  ein dimensionsloser Faktor ist, der die Reduktion der zentralen Dichte beschreibt, und  $r_{te}$  den Radius beschreibt, ab dem das ursprüngliche NFW-Profil durch Gezeitenkräfte die Außenbereiche verliert.





## Kapitel 5

# Cherenkov-Teleskope und das H.E.S.S.-Experiment

Während in den meisten Naturwissenschaften die Erkenntnisse aus Experimenten gewonnen werden, die gezielt den gewünschten Bedingungen entsprechen, sind die in der Astrophysik studierten Objekte zu weit entfernt, um sie manipulieren zu können. Fast alle Informationen werden aus der elektromagnetischen Strahlung der Objekte gewonnen.

Um die physikalischen Prozesse zu verstehen, ist es notwendig, die elektromagnetische Strahlung verschiedener Spektralbereiche von den Objekten zu studieren. Je nach Prozess reicht die Energie der emittierten Photonen auch in die TeV-Größenordnung und darüber hinaus.

Die Strahlungsflüsse in diesem Energiebereich sind zu gering, um sie mit den kleinen Detektionsflächen von Satellitenobservatorien nachweisen zu können. Doch obwohl die Atmosphäre der Erde für Photonen dieser Energien undurchlässig ist, können Flüsse von Photonen dieser Energie vom Erdboden aus nachgewiesen werden.

Ein Teilchen mit einer Energie  $E \gtrsim 1$  GeV löst bei der Wechselwirkung mit Molekülen der Atmosphäre sekundäre Teilchen aus, welche wiederum, sofern sie ausreichend Energie besitzen, weitere Teilchen-erzeugende Reaktionen auslösen. Ein so genannter Luftschauer entsteht.

Geladenen Teilchen, welche ein dielektrisches Medium mit dem Brechungsindex  $n$  mit einer Geschwindigkeit  $v > c/n$  durchqueren, lösen im Medium Polarisationswellen aus, die sich als das sogenannte Cherenkovlicht zeigen. Dieses Licht besitzt ein Energiespektrum  $\sim 1/\lambda$  und kann vom Boden aus hauptsächlich im blauen bis ultravioletten Wellenlängenbereich beobachtet werden, da das Cherenkovlicht kürzerer Wellenlängen wieder in der Atmosphäre absorbiert wird. Die Atmosphäre wird somit als kalorimetrisches Medium verwendet.

Luftschauer erzeugen schwache Cherenkov-Lichtblitze mit einer Dauer von nur wenigen Nanosekunden. Sie sind mit dem bloßen Auge nicht beobachtbar. Hierzu bedarf es Instrumenten mit einer großen Lichtsammelfläche und sehr empfindlichen und schnellen Lichtdetektoren, wofür Photomultiplier verwendet werden. Mit solchen Instrumenten

können Bilder der Luftschauber aus dem gemessenen Cherenkovlicht aufgenommen werden. Man spricht dabei von „abbildenden Cherenkov-Teleskopen“.

Nicht nur sehr hochenergetische Photonen lösen Luftschauber aus. Die überwiegende Mehrzahl der von Cherenkov-Teleskopen registrierten Ereignisse wird durch andere Teilchen, hauptsächlich Protonen, der kosmischen Strahlung hervorgerufen. Während bei durch Photonen ausgelösten Luftschauern ausschließlich elektromagnetische Wechselwirkungen stattfinden, treten bei durch Hadronen verursachten Luftschauern auch hadronische (starke) Wechselwirkungen auf, welche die Form und Struktur des Luftschauers und damit auch des Bildes beeinflussen. Deshalb lassen sich die Bilder photoninduzierter Luftschauber von den Bildern hadroninduzierter in der Struktur und Breite unterscheiden.

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Bildung und Entwicklung von elektromagnetischen und hadronischen Luftschauern eingegangen. Danach wird das Grundprinzip der abbildenden Cherenkov-Teleskope, mit denen die Luftschauber detektiert werden, beschrieben. Daraufhin wird auf des H.E.S.S.-Experiment eingegangen. Als letztes wird die Analyse der Daten, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde, beschrieben.

## 5.1 Luftschauber

Im Folgenden wird auf die Entstehung und den zeitlichen Verlauf eines Luftschauers eingegangen. Dabei wird zunächst eine elektromagnetische Kaskade beschrieben. Im vereinfachten Modell besteht sie ausschließlich aus Elektronen, Positronen und Photonen, und es finden nur elektromagnetische Wechselwirkungen statt. Diese Luftschauber werden durch Photonen und Leptonen im Energiebereich  $E \gtrsim \text{GeV}$  ausgelöst. Die weitaus häufigeren hadronischen Luftschauber werden durch Hadronen und Atomkerne im gleichen Energiebereich hervorgerufen.

### 5.1.1 Elektromagnetische Luftschauber

In Abbildung 5.1 ist links der schematische Verlauf eines elektromagnetischen Luftschauers dargestellt. Das rechte Bild zeigt eine Abbildung der Dichte des emittierten Cherenkovlichts eines simulierten elektromagnetischen Luftschauers.

Das vereinfachte Modell, auf dem die schematische Abbildung beruht, basiert auf dem Modell in [Hei54]. Die Strahlungslänge  $X_0$ , die Wegstrecke, die ein Elektron oder Positron im Mittel zurück legt, bis es ein Bremsstrahlungsphoton emittiert, und die mittlere freie Weglänge  $\lambda_\gamma$ , die ein hochenergetisches Photon durchqueren kann, ehe eine Paarerzeugung stattfindet, werden hier gleichgesetzt. Tatsächlich ist  $\lambda_\gamma = 9/7 \cdot X_0$ . Des Weiteren werden die möglichen schwachen Wechselwirkungen sowie die Paarerzeugung anderer Teilchen vernachlässigt. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind im Vergleich zur Paarerzeugung eines Elektron-Positron-Paares so klein, dass sie außer acht gelassen werden können.

Ein aus dem All kommendes sehr hochenergetisches Photon erzeugt zunächst im Mittel nach einer Wegstrecke  $\lambda_\gamma$  ein Elektron-Positron-Paar. Besitzen diese ausreichend Energie, dass die Bremsstrahlungsverluste die Verluste durch Ionisation überwiegen, wer-

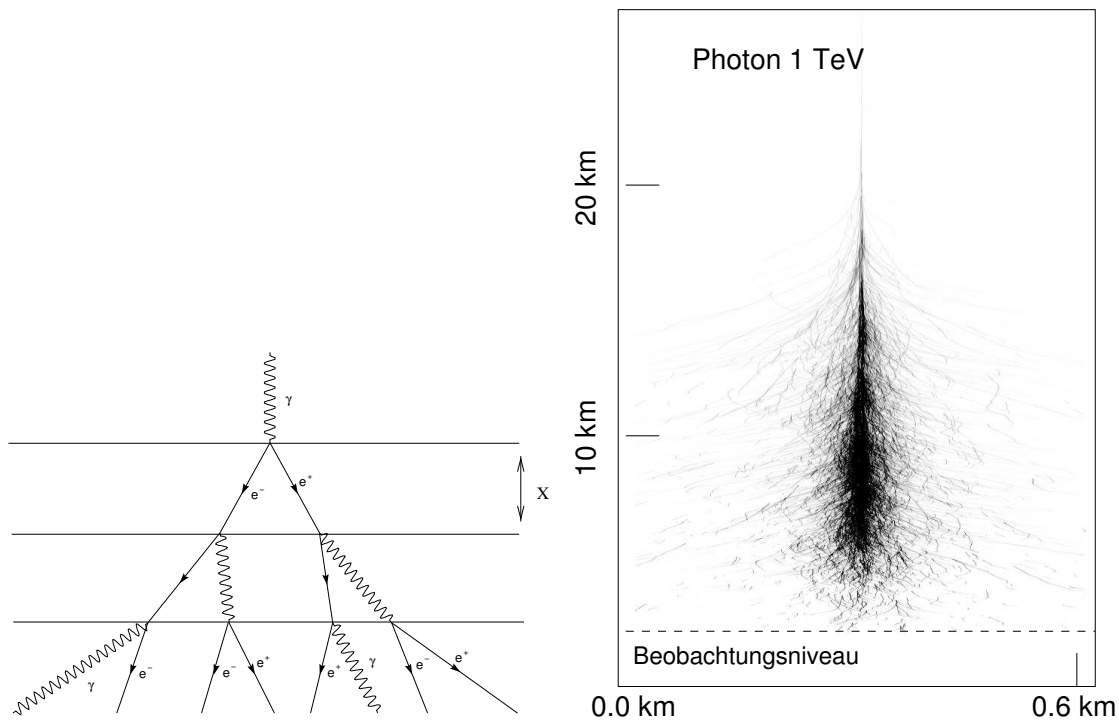


Abbildung 5.1: Links: Schematischer Beginn eines photoninduzierten elektromagnetischen Luftschauers (aus [Gö98]). Durch Paarerzeugung entstehen Elektron-Positron-Paare, die, Bremsstrahlungsphotonen emittieren. Letztere können wiederum eine Paarerzeugung auslösen. Rechts: Dichte des emittierten Cherenkovlichts eines simulierten, von einem Photon mit einer Energie von 1 TeV induzierten Luftschauers (aus [Hor00]).

den nach im Mittel einer Strahlungslänge  $X_0$  jeweils Bremsstrahlungsphotonen emittiert. Diese wiederum lösen im Mittel nach einer Wegstrecke  $\lambda_\gamma$  eine Paarerzeugung aus. Die Anzahl der Teilchen nimmt exponentiell zu; die Energie pro Teilchen nimmt dagegen ab.

Die Teilchenzahl nimmt so lange zu, bis die mittlere Elektronenenergie die sogenannte kritische Energie von  $E_{\text{krit}} = 84 \text{ MeV}$  unterschreitet, unterhalb derer die Energieverluste der Elektronen bzw. Positronen durch Ionisation die Verluste durch Bremsstrahlung überwiegen. Es werden keine weiteren Teilchen mehr produziert.

### 5.1.2 Hadronische Luftschauer

Hadronen nehmen im Gegensatz zu Photonen und Leptonen an der starken Wechselwirkung teil. Trifft ein Proton, Neutron oder Atomkern der kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre, so ist die erste Wechselwirkung höchstwahrscheinlich eine starke. Neben Kernbruchstücken und weiteren Hadronen, werden bei diesen inelastischen Stößen auch geladene sowie ungeladene Pionen und Kaonen erzeugt. Im weiteren Verlauf finden auch schwache Zerfälle statt. Bei den Kernbausteinen, Baryonen und Mesonen wird von der

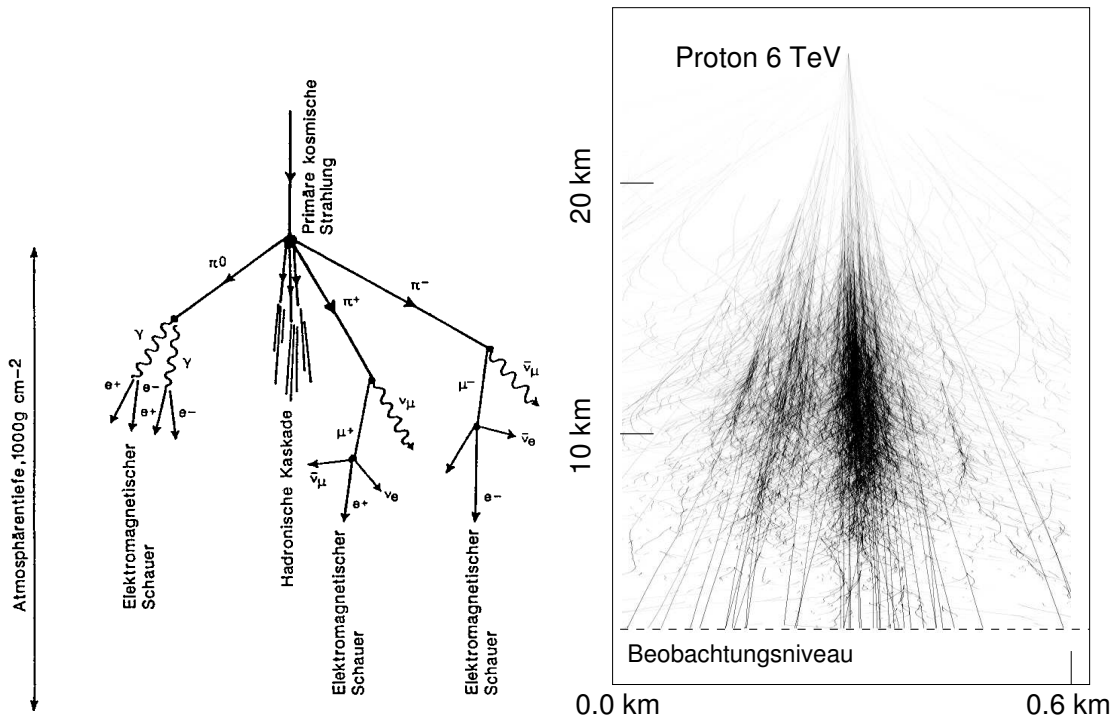
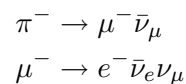


Abbildung 5.2: Links: Schematischer Aufbau eines hadronischen Luftschauers (aus [KKZ97]). Rechts: Dichte des emittierten Cherenkovlichts eines simulierten, von einem Proton mit einer Energie von 6 TeV induzierten Luftschauers (aus [Hor00]).

hadronischen Komponente des Luftschauers gesprochen.

Geladene Pionen zerfallen in Myonneutrinos und Myonen, welche den Erdboden erreichen können oder vorher weiter in ein Elektron sowie ein Myon- und ein Antielektron-neutrino zerfallen:



Ein Großteil der am Erdboden registrierten geladenen Teilchen sind Myonen, da sie vor vielen Schauern die einzigen Teilchen sind, die das Bodenniveau erreichen. Man spricht hier auch von der myonischen Komponente des Luftschauers.

Ungeladene Pionen zerfallen weiter in Photonen, die elektromagnetische Unterschauer auslösen können. Dieser Anteil wird die elektromagnetische Komponente des Luftschauers genannt.

In Abbildung 5.2 ist links ein hadronischer Schauer in seinen Komponenten dargestellt. In der rechten Abbildung ist die Dichte des emittierten Cherenkovlichts eines hadronischen Schauers dargestellt. Im Vergleich zu elektromagnetischen Luftschauern erscheinen hadronische breiter und diffuser. Das liegt an den höheren Transversalimpul-

sen, die bei Prozessen der starken Wechselwirkung im Vergleich zu elektromagnetischen Prozessen auftreten. Des Weiteren findet die erste Wechselwirkung eines hadronischen Luftschauers im Schnitt tiefer in der Atmosphäre statt; die mittlere freie Weglänge eines Protons in der Atmosphäre beträgt etwa  $\lambda_{p\text{-air}} \approx 90 \text{ g/cm}^2$ , was mehr als doppelt so groß ist wie die Strahlungslänge  $X_0$  der Elektronen bzw. der mittleren freien Weglänge  $\lambda_\gamma$  der Photonen ist.

## 5.2 Abbildende Cherenkov-Teleskope

Durchqueren geladene Teilchen ein dielektrisches Medium mit einem Brechungsindex  $n$  mit einer Geschwindigkeit  $v > c/n$ , also schneller als das Licht in dem Medium, so werden Photonen unter dem Winkel  $\Theta_c$  abgestrahlt. Dieser Effekt wird Cherenkoveffekt genannt. Der Winkel  $\Theta_c$  folgt der Gleichung  $\cos \Theta_c = c/nv$ .

Auch die hochenergetischen geladenen Teilchen in Luftschauern erzeugen so Cherenkovlicht. Durch den sehr geringen Brechungsindex der Luft wird das Licht mit einem Winkel von  $\approx 1^\circ$  zum Geschwindigkeitsvektor emittiert. Die vom gesamten Luftschauer auf dem Erdboden ausgeleuchtete Fläche hat einen Durchmesser von etwa 200 m. Das Maximum im Wellenlängenspektrums des ankommenden Lichts liegt im blauen bis ultravioletten Bereich.

Die Teilchen eines Luftschauers sowie deren Cherenkovlicht pflanzen sich in einer Schauerfront mit einer Dicke von etwa 1 m fort. Der registrierte Lichtblitz besitzt also eine Dauer von nur wenigen Nanosekunden. Des Weiteren produziert ein elektromagnetischer Schauer mit einer primären Energie von 1 TeV etwa  $10^6$  Photonen Cherenkovlicht. Aufgeteilt auf die ausgeleuchtete Fläche ergibt das einen Fluss, der für des menschliche Auge nicht registrierbar ist. Große Lichtsammelflächen und sehr schnelle sowie empfindliche Photodetektoren, wie Photomultiplier, sind dazu notwendig. In abbildenden Cherenkov-Teleskopen wird eine Matrix aus Photomultipliern als Kamera in der Fokalebene eines fokussierenden Spiegelträgers verwendet, um Bilder der Luftschauer zu erhalten. Das erste abbildende Cherenkov-Teleskop war das Whipple-Observatorium, welches als erstes den Krebsnebel nachgewiesen hat [V<sup>+</sup>91].

Eine Verbesserung lässt sich erzielen, wenn die Luftschauer mit mehreren Instrumenten gleichzeitig, also stereoskopisch beobachtet werden. Ein Großteil des Untergrundes, hervorgerufen durch lokale Myonen, die ein Ereignis vortäuschen können, kann eliminiert werden. Des Weiteren liefert diese stereoskopische Beobachtung eine gute Möglichkeit, die Luftschauer dreidimensional zu rekonstruieren, was zu einer Verbesserung der Winkelauflösung, der Energieauflösung und der Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Luftschauern führt.

Das erste Mal wurde diese Technik im HEGRA-Experiment auf La Palma erfolgreich eingesetzt [D<sup>+</sup>97]. Aus der HEGRA-Kollaboration gingen als Nachfolgeexperimente das H.E.S.S.-Projekt in Namibia und das MAGIC-Projekt auf La Palma hervor.

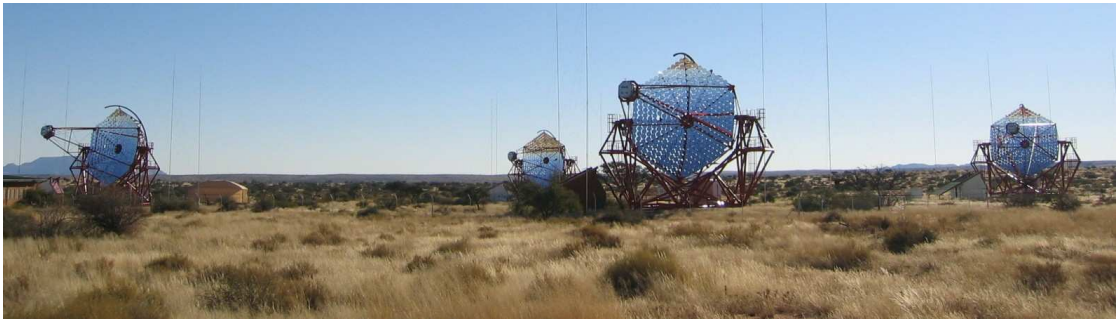


Abbildung 5.3: Die vier Cherenkov-Teleskope des H.E.S.S.-Experiments.

### 5.3 Das H.E.S.S.-Experiment

Das H.E.S.S.-Experiment steht auf der Farm Göllschau, etwa 100 km südwestlich von Namibias Hauptstadt Windhoek und etwa 30 km vom Gamsberg entfernt. Die exakten Koordinaten betragen  $23^\circ 16' 18''$  südliche Breite und  $16^\circ 30' 00''$  östliche Länge, und es liegt etwa 1800 m über NN.

Das Experiment besteht aus 4 Cherenkov-Teleskopen, die jeweils an den Ecken eines Quadrats mit einer Seitenlänge von 100 m angeordnet sind. Jedes Teleskop besitzt eine segmentierte Spiegelfläche im Davis-Cotton-Design [DC57] von insgesamt  $107 \text{ m}^2$  aus 380 Einzelspiegeln. Der Durchmesser eines Spiegelträgers beträgt etwa 12 m.

Jede Spiegelfassette ist an 3 Punkten aufgehängt, von denen 2 durch jeweils einen Aktuator beweglich sind. Mit Hilfe des Lichtes heller Sterne werden die Spiegel halbautomatisch ausgerichtet, so dass sie einen gemeinsamen Fokus auf der Kameraebene besitzen [Cor06].

Jede Kamera besteht aus einer Matrix von 960 Photomultiplerröhren. Um die Lichtsammelfläche zu erhöhen, besitzt jede Photomultiplerröhre einen kleinen Lichtsammeltrichter (einen sog. Winston-Cone). Die Photomultiplierströme werden verstärkt, mit einer Rate von 1 GHz ausgelesen und in einen analogen Ringspeicher (ARS) zwischengespeichert. Jeweils 16 Photomultiplerröhren (im Folgenden Pixel genannt) sind in einen Sektor zusammengefasst, wobei ein Pixel zu mehreren Sektoren gehören kann.

Überschreiten die Pixelsignale eines Sektors eine bestimmte Schwelle, so wird die Sektortriggerbedingung erfüllt. Üblicherweise müssen in einem Sektor mindestens 4 Pixel mehr als jeweils 5 Photoelektronen registriert haben. [F<sup>+</sup>04]

Registriert ein Teleskop ein Ereignis, sendet es ein Triggersignal zum zentralen Trigger im Kontrollgebäude. So ein Triggersignal löst ein Zeitfenster aus, dessen Länge vom Zenitwinkel der aktuellen Beobachtungsposition abhängt, um Lichtlaufzeitunterschiede zu berücksichtigen. Erreichen den zentralen Trigger von mindestens einem weiteren Teleskop ein Triggersignal innerhalb des Zeitfensters, so wird das als Gesamt ereignis gewertet, und die Teleskope lesen ihre Kameras aus.

Die Ereignisrate des Teleskopsystems beträgt bis zu etwa 350 Hz. Das ergibt einen

Datenstrom von etwa 1 GByte/h, welcher auf einem Raid-Array zwischengespeichert und tagsüber aufbereitet wird. Die Daten werden später auf Magnetband geschrieben nach Heidelberg und Lyon gesandt, wo sie kalibriert und reduziert werden.

## 5.4 Datenanalyse

Für die mit H.E.S.S. gewonnenen Daten existieren 3 voneinander unabhängige Verfahren der Datenanalyse. Die Standard-Analyse [A<sup>+</sup>05a] fußt auf der in [Hil85] vorgeschlagenen Parametrisierung für Luftschauerbilder in abbildenden Cherenkov-Teleskopen. In der Modell-Analyse [dN03] werden die Bilder mit durch Monte Carlo Simulationen erzeugten künstlichen Luftschauerbildern verglichen und die Schauerparameter so ermittelt. Die 3D-Modell-Analyse [LGDT06] vergleicht die Bildpixel mit den Erwartungswerten aus einem 3-dimensionalen Luftschauermodell. In dieser Arbeit wird die Standard-Analyse in den Implementationen von Martin Raue verwendet [Rau07].

Im Folgenden wird die Kette der Datenanalyse von der Kalibration bis zur Auswertung genauer beschrieben.

### 5.4.1 Datenkalibration

Die Datenkalibration dient dazu, die gemessenen Pixelströme einer eingefallenen Lichtmenge bzw. der Menge der aus den Photokathoden herausgelösten primären Photoelektronen zuzuordnen. Neben den normalen Dateneinheiten (*Runs*) werden zu diesem Zweck auch spezielle Kalibrations-Runs aufgenommen.

Der Dunkelstrom wird in sog. „ElectronicPedestalRuns“ ermittelt. Der Kameradeckel bleibt während solch eines Runs geschlossen, so dass kein Licht in die PMTs gerät.

Mit einem „SinglePhotoelectronRun“ wird die geöffnete Kamera mit einer stark abgefilterten Leuchtdiode beleuchtet, so dass die mittlere Anzahl der ausgelösten Photoelektronen pro Ereignis in der Größenordnung um 1 liegt. Die ausgelesenen Pixelströme folgen einer charakteristischen Verteilung:

$$f(I) = p(0 \text{ p.e.}) \cdot f_{\text{ped}}(I) + \sum_i p(i \text{ p.e.}) \cdot f_i(I) \quad (5.1)$$

der Summe der Verteilung des Dunkelstroms  $f_{\text{ped}}(I)$  und mehrerer Normalverteilungen  $f_i(I)$  mit ansteigendem Mittelwert, von der jede eine Anzahl an ausgelösten Photoelektronen entspricht.  $p(ip.e.)$  gibt dabei die Poissonwahrscheinlichkeit an, dass  $i$  Photoelektronen ausgelöst wurden. Aus der Lage der Mittelwerte der Einzelverteilungen lässt sich die Verstärkung der PMTs und der nachgeschalteten Verstärkerstufen ermitteln.

In einem „FlatFieldingRun“ wird die geöffnete Kamera ebenfalls mit einer Leuchtdiode beleuchtet, die allerdings weniger stark abgefiltert wurde. Sie befindet sich allerdings in größerer Entfernung, so dass jedes Pixel die gleiche Lichtmenge pro Ereignis erhält.

Bei Ereignissen werden 16 Zeitbins im ARS von je 1 ns Länge aufaddiert. Es ist auch möglich die 16 Bins getrennt abzuspeichern; es wird hier vom „Sample-Modus“

gesprochen. Mit in diesem Modus durchgeführten Kalibrations-Runs kann das Zeitverhalten der PMT geprüft und nötigenfalls das Auslesefenster gegenüber dem Triggersignal verschoben werden.

Des Weiteren werden in der Kalibration defekte Pixel festgestellt und aus der weiteren Analyse ausgeschlossen [A<sup>+</sup>04a].

### 5.4.2 Datenreduktion

Zur Analyse ist es notwendig, nur die Pixel zu verwenden, die wirklich zum Bild des Luftschauers gehören. Die anderen Pixel liefern ein Rauschen, was nicht nur durch den Dunkelstrom, sondern auch durch das Nachthimmelsleuchten erzeugt wird. Ein Pixel wird als zum Bild gehörend definiert, wenn es entweder ein höheres Signal hat als eine Schwelle (oberer Tailcut)  $s_{\min}^*$  oder ein benachbartes Pixel diese Schwelle überschreitet und das Pixel selbst eine kleinere Schwelle  $s_{\min}$  übersteigt. Die Tailcuts wurden auf  $(s_{\min}, s_{\min}^*) = (5 \text{ p.e.}, 10 \text{ p.e.})$  festgelegt.

Die Luftschauer werden in der Standardanalyse mit den sogenannten Hillas-Parametern beschrieben [Hil85]. An die Bilder wird hierzu jeweils eine Ellipse angepasst und deren Gesamthelligkeit  $amp$ , Schwerpunktsposition  $cog$ , große Halbachse  $l$ , kleine Halbachse  $w$  und Ausrichtung  $\phi$  abgespeichert (siehe Abbildung 5.4).

### 5.4.3 Ereignisrekonstruktion

Aus den Bildern desselben Luftschauers von mindestens 2 Teleskopen kann der Luftschauer nun 3-dimensional rekonstruiert werden.

Die Verlängerung der großen Halbachse des angepassten Ellipse stellt das Bild der Schauerachse dar. Der Schnittpunkt der Achsen zweier Bilder, oder eine Mittelung der Schnittpunkte jeweils zweier Bildachsen bei mehr als zwei Bildern, repräsentiert die Richtung des primären Teilchens. Dieser Algorithmus sowie Verfeinerungen desselben werden in [H<sup>+</sup>99] dargestellt.

Mit einem ähnlichen Verfahren kann der Durchstoßpunkt der Schauerachse mit der Bodenebene und somit der Stoßparameter des Schauers zu jedem Teleskop bestimmt werden. Des Weiteren kann die Höhe des Schauers aus dem Abstand der Bildschwerpunkte zum Fluchtpunkt abgeschätzt werden.

Der Stoßparameter und die Bildhelligkeiten werden auch zur Unterdrückung hadron-induzierter Luftschauer, die die überwiegende Mehrheit der registrierten Ereignisse bilden, verwendet. Aus diesen Größen und der Schauerhöhe wird die Energie des primären Photons bestimmt.

Die Bilder photoninduzierter Luftschauer sind schmaler und kompakter als die Bilder hadroninduzierter Schauer gleicher Helligkeit  $amp$ , Zenitwinkels  $\zeta$  und Stoßparameters  $b$ . Mit in Monte-Carlo-Simulationen erzeugten künstlichen Luftschauern wird eine Datenbank mit den Erwartungswerten  $\langle w \rangle(amp, \zeta, b)$  der Bildbreite als Funktion der 3 genannten Variablen gefüllt. Der Parameter  $scw_i$  (vom englischen „scaled width“) des  $i$ .



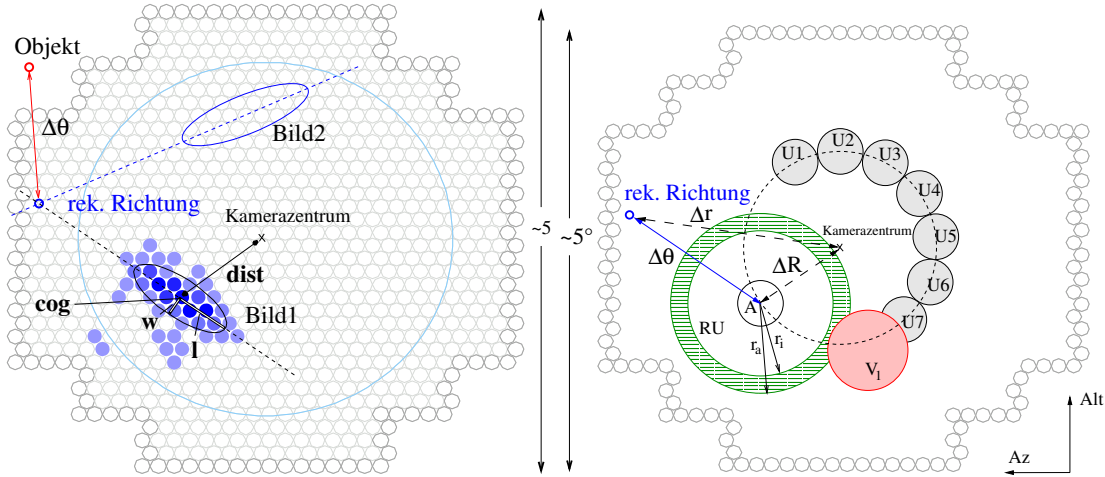


Abbildung 5.4: Links: Definition der Hillas-Parameter an einem Schauerbild. Mit Hilfe der ersten und zweiten Momente des Bildes wird eine Ellipse mit dem Schwerpunkt *cog*, der großen Halbachse *l* und der kleinen Halbachse *w* angepasst. *dist* gibt den Abstand des Bildschwerpunktes zum Kamerazentrum an. Weitere Bilder von anderen Kameras erlauben die stereoskopische Rekonstruktion der Schauers; hier am Beispiel der Herkunftsrichtung exemplarisch dargestellt. Der Winkel  $\Delta\theta$  gibt den Abstand zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und dem untersuchten Objekt am Himmel wieder. Rechts: Verschiedene Methoden der Untergrundabschätzung. Die Region *A* bezeichnet die Region, in der sich das zu untersuchende Objekt in der Kamera befindet. Die Regionen *U1* bis *U7* sind Untergrundregionen, in denen keine weitere Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung angenommen wird. Neben diesen gespiegelten Untergrundregionen kann auch ein Ring um die Signalregion als Untergrundregion dienen. In beiden Fällen können weitere Himmelsregionen ausgeschlossen werden, um etwaige weitere Quellen am Himmel auszuschließen, die die Untergrundzählung kontaminieren würden; im Bild exemplarisch durch *V1* dargestellt. (Beide Grafiken aus [Bei06])

Bildes im Ereignis ist definiert durch

$$scw_i = \frac{w_i}{\langle w \rangle(amp, \zeta, b)} \quad (5.2)$$

Der Parameter *mscw* (vom englischen „*mean scaled width*“) ist der Mittelwert der *scw<sub>i</sub>* aller am Ereignis beteiligten Bilder. Ein Schnitt auf diese Größe reduziert den hadronischen Untergrund erheblich. Analog ist die Größe *mscl* (vom englischen „*mean scaled length*“) definiert, die ebenfalls zur Ereignis Selektion herangezogen wird.

Die Energie wird ähnlich abgeschätzt. Anhand einer mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen erstellten Datenbank wird die Energie des primären Photons als Funktion der Bildhelligkeiten, des Zenitwinkels, des Stoßparameters und der Schauerhöhe ermittelt. Es wird so eine Energieauflösung von 10% bis 15% erreicht.

Variable	Auswahlkriterium
Runselektion:	
Rundauer $\Delta t$ Triggerrate $f$	$\Delta t > 1 \text{ min}$ $f > 0.75 \langle f(\zeta) \rangle$ keine sichtbaren Rateneinbrüche
Bildselektion:	
Bildschwerpunktsabstand zum Kamerazentrum Bildamplitude Stoßparameter (nur für Energierekonstruktion)	$dist < 2^\circ$ $amp \geq 80 \text{ p.e.}$ $b \leq 800 \text{ m}$
Ereignisselektion:	
Anzahl der Bilder Mittlere skalierte Bildbreite Mittlere skalierte Bildlänge	$N_{\text{Bild}} \geq 2$ $0.1 < mscw < 1.045$ $0.1 < mscl < 1.27$
Signal- und Untergrundregionen:	
Größe der Signalregion Gespiegelte Untergrundregionen Ringuntergrund	$\Delta\theta^2 < 0.015 \text{ deg}^2$ 11 Regionen $\Delta\theta^2 < 0.015 \text{ deg}^2$ $0.2^\circ < \Delta\theta < 0.5^\circ$

Tabelle 5.1: Tabelle Selektionskriterien für Runs, Bilder und Ereignissen.

Neben der Unterdrückung der hadroninduzierten Luftschauer werden durch Schnitte an weiteren Variablen Ereignisse oder nur einzelne Bilder minderer Qualität aussortiert. Ein Schnitt auf den Parameter  $dist$ , dem Abstand des Bildschwerpunktes zum Kamerazentrum gewährleistet, dass die Schauerbilder nicht vom Kamerarand angeschnitten sind und somit die Rekonstruktion verfälschen. Je schwächer ein Bild eines Luftschauers ist, desto schlechter lässt sich das Ereignis daraus rekonstruieren. Daher wird auch eine untere Grenze der Bildamplitude  $amp$  eingeführt. Diese Schnitte werden anhand von Monte-Carlo-Simulationen und Daten bekannter Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung, wie z.B. des Krebs-Nebels, so optimiert, dass die Signifikanz des Nachweises maximal wird.

Auch die Qualität der einzelnen Runs unterliegt starken Schwankungen. Die Wetterbedingungen sowie der Status der Teleskope, z.B. die Anzahl der ausgeschlossenen Pixel bestimmen die Brauchbarkeit des Runs. In Tabelle 5.1 sind die in dieser Arbeit verwendeten Selektionskriterien aufgelistet. Die Kriterien der Ereignisselektion sowie die Größe der Signalregion wurde auf einen Fluss von 5% des Krebsnebel-Flusses mit einem Spektrum, welches einem Potenzgesetz mit einem Spektralindex  $\Gamma = 2.7$  gehorcht, optimiert.

#### 5.4.4 Auswertung

Eine Quelle von Photonen am Himmel, für die H.E.S.S. sensitiv ist, verrät sich durch eine statistisch signifikant höhere Anzahl an photonartigen Ereignissen, die in der sog.

Signalregion um das untersuchte Objekt am Himmel rekonstruiert wurden, gegenüber einer quellfreien Untergrundregion. Die statistische Signifikanz  $S$  eines Überschusses wird dabei anhand [LM83] errechnet:

$$\frac{1}{2}S^2 = N_{\text{ON}} \cdot \ln\left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \frac{N_{\text{ON}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}}\right) + N_{\text{OFF}} \cdot \ln\left((1+\alpha) \frac{N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}}\right) \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnet  $N_{\text{ON}}$  die Anzahl der Ereignisse, die in die Signalregion rekonstruiert wurden,  $N_{\text{OFF}}$  die Ereignisse in der Untergrundregion und  $\alpha$  das Verhältnis  $\langle N_{\text{ON}} \rangle / \langle N_{\text{OFF}} \rangle$  unter der Nullhypothese; also unter der Annahme, dass keine Quelle vorliegt. Hat man verschiedene Datensätze (Variablen indiziert mit  $i$ ) mit verschiedenen großen Verhältnissen  $\alpha_i$ , so kann das durch eine Verallgemeinerung von Gleichung 5.3 zusammengefasst werden (siehe [Tlu03]):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}S^2 = & \left( \sum_i N_{\text{ON},i} \right) \cdot \ln\left( \frac{\sum_i N_{\text{ON},i}}{\sum_i \frac{\alpha_i}{1+\alpha_i} (N_{\text{ON},i} + N_{\text{OFF},i})} \right) \\ & + \left( \sum_i N_{\text{OFF},i} \right) \cdot \ln\left( \frac{\sum_i N_{\text{OFF},i}}{\sum_i \frac{1}{1+\alpha_i} (N_{\text{ON},i} + N_{\text{OFF},i})} \right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Hierbei ist vor allem die Bestimmung des Untergrundes essentiell. Je besser der Untergrund bestimmbar ist, also je kleiner  $\alpha$  ist, desto sensitiver ist die Auswertung. Es werden 3 Methoden verwendet, um den Untergrund zu bestimmen: Die gespiegelten Untergrundregionen, der Ringuntergrund und das Template-Modell. Die ersten beiden Untergrundmodelle sind ebenfalls in Abbildung 5.4 dargestellt.

Die gespiegelten Untergrundregionen sind Vergleichsregionen gleicher Größe wie die Signalregion und sind im gleichen Abstand zum Kamerazentrum positioniert. Der Erwartungswert der registrierten Ereignisse an einer Position unter der Nullhypothese – also der Annahme, dass kein Signal vorliegt – ist abhängig vom Abstand zum Kamerazentrum sowie zum Zenitwinkel. Letztere Abhängigkeit wird hier vernachlässigt bzw. mittelt sich heraus, da bei den Beobachtungen die Untergrundregionen im Wechsel einen größeren und einen kleineren Zenitwinkel als die Signalregion besitzen (sogenannte Wobble-Beobachtung).

Der Ringuntergrund wird durch einen Ring um die Signalregion ermittelt. Die Kameraakzeptanz über den Ring gemittelt entspricht in erster Näherung der Akzeptanz in der Signalregion. Diese Untergrundmethode wird für die Herstellung von Himmelskarten verwendet.

Die Bestimmung des Parameters  $\alpha$  ist in diesen beiden Modellen einfach das Verhältnis der Raumwinkel der Signal- und Untergrundregionen, wobei die Untergrundregionen durch verbotene Bereiche angeschnitten sein können, was ihre Fläche verkleinert. Beide Methoden sind auch für die Herstellung eines Energiespektrums geeignet.

Im Template-Untergrundmodell (siehe hierzu [Row03]) wird der Untergrund nicht geometrisch bestimmt, sondern mit dem erwarteten Anteil von hadronischen Luftschauern, die anhand ihrer mittleren skalierten Bildbreite wie elektromagnetische Luftschauer

erscheinen. Es sei  $f(mscw_{\text{Hadron}})$  die Verteilung der mittleren skalierten Bildbreite von hadronischen Ereignissen. Das Verhältnis  $\alpha$  ist dann das Verhältnis des Integrals von  $f(mscw_{\text{Hadron}})$  über dem Intervall für elektromagnetisch erscheinende Schauer zum Integral dieser Verteilung über einem Intervall hadronisch erscheinender Luftschauber. Die Verteilung  $f(mscw)$  und somit  $\alpha$  ist ebenfalls sowohl vom Zenitwinkel und dem Abstand zum Kamerazentrum der untersuchten Position abhängig, als auch von der Energie des Ereignisses. Dieses Untergrundmodell ist damit nicht zu Herstellung eines Spektrums geeignet.

Um ein Energiespektrum zu erstellen, wird die Sensitivität des Experiments für die verschiedenen Energiebereiche benötigt. Die charakterisierende Größe ist die effektive Nachweisfläche  $A_{\text{eff}}$  und wird durch Monte-Carlo-Studien ermittelt. Hierzu werden photoninduzierte Luftschauber mit der rekonstruierten Energie  $E_{\text{reko}}$  auf einer großen Fläche  $A$  um das Experiment herum simuliert, und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ereignisse wird ermittelt. Die effektive Nachweisfläche ist damit  $A_{\text{eff}}(E_{\text{reko}}) = A \cdot p(E_{\text{reko}})$ .

Der in einem Energieintervall  $[E_{\text{min}}, E_{\text{max}}]$  gemessene Fluss beträgt dann:

$$\Phi(E_{\text{min}} < E < E_{\text{max}}) = \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^n \frac{1}{A_{\text{eff}}(E_{\text{reco},i})} \quad (5.5)$$

Dabei nummeriert  $i$  die Ereignisse durch, von denen es  $n$  gibt. Das differentielle Spektrum an der Energie  $E$  ist damit:

$$\Phi(E) = \frac{\Phi(E_{\text{min}} < E < E_{\text{max}})}{E_{\text{max}} - E_{\text{min}}} \quad (5.6)$$

wobei für  $E$  der Mittelwert aller Ereignisenergien in dem Intervall verwendet wird. Dieses wird auch für die Untergrundregionen durchgeführt und entsprechend gewichtet abgezogen, um so ein Energiespektrum des Signals alleine zu erhalten.

Die Energie kann mit einer Genauigkeit von 10% bis 15% ermittelt werden. Einige Ereignisse am Rand eines Energieintervalls werden dem falschen Intervall zugeordnet. Ist das Spektrum der simulierten Ereignisse für die effektiven Flächen stark unterschiedlich zum Spektrum der untersuchten Quelle, ändern sich die Verhältnisse der Anzahlen der Ereignisse, die falsch in andere Intervalle fallen, und das Ergebnisspektrum wird verfälscht. Um diesen Effekt auszugleichen wird das Verfahren iterativ wiederholt, wobei die effektiven Flächen für jeden Schritt mit dem Ergebnisspektrum des letzten Schrittes erzeugt werden. Das Spektrum konvergiert so relativ schnell.

# Kapitel 6

## Das galaktische Zentrum

Eine naheliegende Materieanhäufung, in der dunkle Materie in großem Maße erwartet wird, stellt das Zentrum unserer Galaxis dar. Es beinhaltet unter anderem ein supermassives schwarzes Loch mit einer Masse von  $M_{\text{SL}} = 2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ .

In kosmologischen  $N$ -Körper-Simulationen, die hauptsächlich kalte dunkle Materie berücksichtigen, zeigen die Zentren der Galaxien deutliche Anhäufungen dunkler Materie. Das galaktische Zentrum wurde daher schon häufig als Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung aus Selbstannihilation dunkler Materie diskutiert (siehe z.B. [BUB98]). Die Flussvorhersagen differieren dabei erheblich voneinander, da das Dichteprofil und der damit verbundene Skalierungsfaktor  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  (siehe Gleichung 4.5) eine große Unsicherheit liefert.

In diesem Kapitel werden zunächst die Vorhersagen der TeV- $\gamma$ -Flüsse aus der Richtung des galaktischen Zentrums erläutert. Als nächstes werden die Ergebnisse der Daten, die H.E.S.S. in den Jahren 2004 und 2005 aus der Richtung des galaktischen Zentrums genommen hat, dargestellt. Anhand dieser Daten wird beschrieben, wie das Signal im Zusammenhang mit dunkler Materie interpretiert werden kann.

### 6.1 Vorhersagen

Das Dichteprofil dunkler Materie stellt die größte Unsicherheit in den Vorhersagen des TeV- $\gamma$ -Flusses aus der Richtung des galaktischen Zentrums dar. Es existieren dabei mehrere Modellprofile, die jeweils einen anderen Strahlungsfluss ergeben.

Zu erwähnen sind insbesondere das Moore-Profil (siehe Gleichung 4.13) und das NFW-Profil (siehe Gleichung 4.14). Der Übergangsradius ist in beiden Fällen etwa bei  $r_s \approx 30$  kpc, was deutlich außerhalb der Position der Sonne in unserer Galaxie ist. Innerhalb dieses Übergangsradius ist die Dichte im Moore-Profil  $\rho \sim r^{-1.5}$  und in einem NFW-Profil  $\rho \sim r^{-1}$ .

Für ein NFW-Profil ergibt sich ein Skalierungsfaktor von  $\bar{J}_{\text{NFW}}(\Delta\Omega)\Delta\Omega = 0.15$ , wobei  $\Delta\Omega = 10^{-5}$  sterad etwa der Winkelauflösung des H.E.S.S.-Experiments entspricht.

Das Moore-Profil liefert  $\bar{J}_{\text{Moore}}(\Delta\Omega)\Delta\Omega = 350$ , was einen deutlich höheren Fluss ergeben würde.

Mit  $\langle\sigma v\rangle = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ , das für größere Neutralinmassen einem mittleren Wirkungsquerschnitt entspricht,  $m_\chi = 1 \text{ TeV}$  und dem Spektrum 2 (siehe Kapitel 4.4.1) ergibt dies einen integrierten Strahlungsfluss oberhalb 200 GeV von  $\phi_{\text{NFW}} = 2.6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und  $\phi_{\text{Moore}} = 6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Die Existenz bzw. das Wachstum schwarzer Löcher in galaktischen Zentren ist in den  $N$ -Körper-Simulationen nicht berücksichtigt. Eine mögliche Wirkung davon wird in [GS99] diskutiert. Wenn das schwarze Loch genau im Zentrum entsteht und wächst, ist das resultierende Dichteprofil der dunklen Materie konzentrierter als ein Moore-Profil. Die genaue Entwicklung des schwarzen Loches spielt dabei eine wichtige Rolle, so dass die Vorhersage einer so starken Konzentration unsicher ist [UZK01].

## 6.2 Analyse der Beobachtungen des Galaktischen Zentrums

Das galaktische Zentrum wurde schon vor der Fertigstellung des kompletten H.E.S.S.-Experiments mit 2 Teleskopen im Jahr 2003 beobachtet, und ein Signal mit einer Signifikanz von 6.1 Standardabweichungen (Beobachtungen Juni-Juli mit nachträglicher Koinkidenzsuche von 2 Teleskopen) bzw. 9.2 Standardabweichungen (Beobachtungen Juli-August mit Systemtrigger) wurde nachgewiesen [A<sup>+</sup>04b]. Ab dem Jahr 2004 wurde die Quelle mit dem kompletten System beobachtet. Im Jahr 2004 erreichte die Signifikanz 38 Standardabweichungen [A<sup>+</sup>06c]. Für diese Arbeit beschränkt sich die Analyse auf Daten des kompletten Teleskopsystems aus den Jahren 2004 bis 2006.

### 6.2.1 Das Signal

Nach Qualitätsschnitten umfassen die verwendeten Daten aus 2004 eine Beobachtungsdauer von 42.3 h. Dabei sind einige Runs, die nicht direkt der Beobachtung des galaktischen Zentrums, sondern der systematischen Himmelsdurchmusterung der galaktischen Ebene dienen, enthalten. Die verwendeten Daten aus 2005 besitzen eine Beobachtungsdauer von 67.5 h. Hierbei handelt es sich ausschließlich um gezielte Beobachtungen des galaktischen Zentrums. Ebenso wie in 2006, in der 11.2 h Daten direkt aus der Richtung des galaktischen Zentrums genommen wurden. Das ergibt zusammen eine Beobachtungsdauer von knapp 121 h, wobei durch die Totzeitkorrektur etwa 109 h effektive Beobachtungszeit übrig bleiben.

Die verwendeten Auswahlkriterien der Ereignisse sind in Tabelle 5.1 in Abschnitt 5.4.4 aufgelistet. In der Signalregion befinden sich 8453 Ereignisse. In den Untergrundregionen liegen 47162 Ereignisse. Bei den meisten Runs beträgt die Anzahl der Untergrundregionen 11. Da aber auch Daten der galaktischen Himmelsdurchmusterung dabei sind, bei denen die Quellposition sehr nahe am Kamerazentrum sein kann, sind ein paar Runs dabei, bei denen weniger als 11 Untergrundregionen mit dem gleichen Abstand zum Kamerazentrum wie die Signalregion möglich sind. Die Anzahl der Untergrundregionen

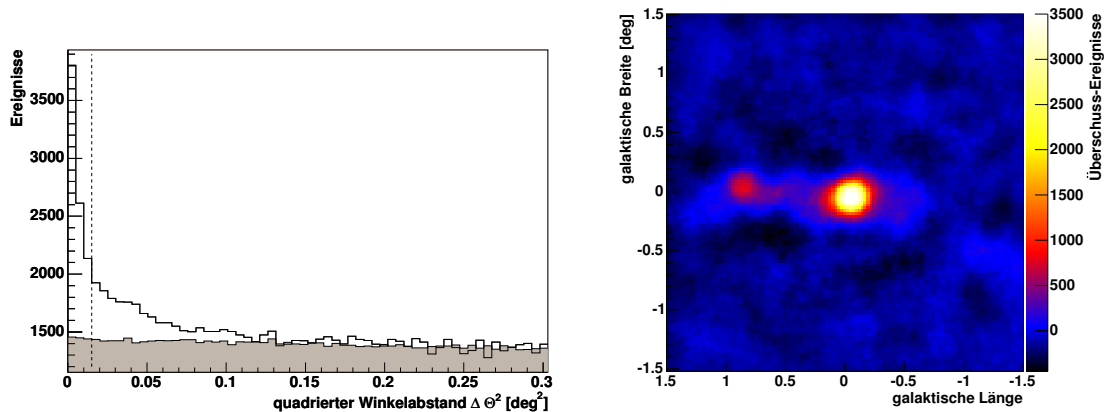


Abbildung 6.1: Links: Verteilungen der quadrierten Winkelabstände  $\Delta\Theta^2$  der rekonstruierten Richtung der Ereignisse zur nominellen Position in der Signalregion (ungefülltes Histogramm) bzw. in den Untergrundregionen (gefülltes Histogramm). Das Untergrundhistogramm wurde auf das in der Signalregion erwartete Niveau skaliert. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert die Grenze der Signal- bzw. Untergrundregionen. Rechts: Himmelskarte der Region um das galaktische Zentrum.

wurde in der Analyse dieser Runs entsprechend reduziert. Das entspricht nach Gleichung 5.4 einer Signifikanz von 53 Standardabweichungen über dem Untergrundniveau. In Abbildung 6.1 (links) sind die Verteilungen der quadrierten Winkelabstände  $\Delta\Theta^2$  der rekonstruierten Richtung der Ereignisse in der Signalregion und der Untergrundregionen zu sehen. Die Verteilung der Untergrundereignisse wurde auf das in der Signalregion erwartete Niveau herunterskaliert. Rechts in dieser Abbildung ist eine Himmelskarte der Überschussereignisse des Bereichs um das galaktische Zentrum zu sehen. Sie wurde mit dem Template-Untergrundmodell erstellt. Neben dem starken Signal aus der Richtung des galaktischen Zentrums befinden sich im gleichen Gesichtsfeld weitere Quellen von sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung: Der Supernovaüberrest G0.9 [A<sup>+</sup>05b], die Quelle HESS J1745-303 [A<sup>+</sup>06e] und die diffuse Emission, die sich entlang der galaktischen Ebene konzentriert [A<sup>+</sup>06a]. Diese Regionen sind für die weitere Untergrundbestimmung für das galaktische Zentrum mittels der Methoden der gespiegelten Untergrundregionen oder des Ringuntergrundmodells nicht geeignet und werden daher für die Bestimmung des Flusses und des Energiespektrums ausgeschlossen. Die Signalregion liegt allerdings mitten in der Region der diffusen Emission, so dass der gemessene Fluss dadurch kontaminiert wird.

Der integrale Fluss beträgt  $\Phi_{E>500 \text{ GeV}} = (5.56 \pm 0.12) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . In Abbildung 6.2 ist die monatliche Lichtkurve des Signals aufgezeichnet. Zu einem mittleren konstanten Strahlungsfluss beträgt die Summe der quadrierten Residuen  $\chi^2 = 24$  bei 12 Freiheitsgraden. Zum statistischen Fehler kommt allerdings noch ein systematischer Fehler von 20% hinzu. Die gemessenen Flusspunkte sind somit kompatibel zu einem konstanten Strahlungsfluss. Der Fluss, der aufgrund der diffusen Emission aus Richtung

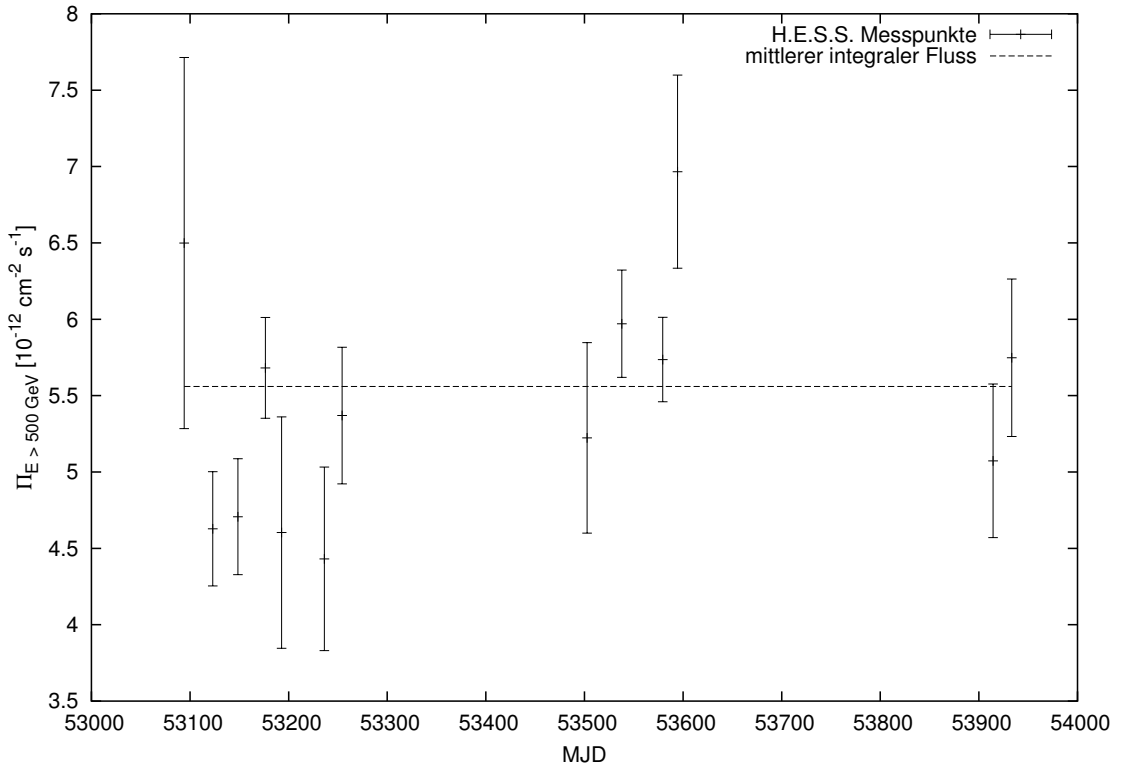


Abbildung 6.2: Strahlungsfluss der gemessenen TeV- $\gamma$ -Strahlung als Funktion der Zeit. In einen Flusspunkt sind Messungen eines Monats zusammengefasst. Die Messungen sind mit einem konstanten Fluss verträglich.

der Signalregion kommt, beträgt 16% des gesamten Flusses aus der Signalregion und liegt damit in der Größenordnung des systematischen Fehlers. Das Spektrum der diffusen Emission ist außerdem dem Spektrum des galaktischen Zentrums ähnlich, so dass die Form nicht verändert wird. Es ist somit nicht notwendig, den Anteil der diffusen Emission abzuziehen (siehe auch [A<sup>+</sup>06c]), sofern nur die Form betrachtet wird.

### 6.2.2 Das Energiespektrum

In Abbildung 6.3 ist die ermittelte spektrale Energieverteilung mit einem daran angepassten reinen Potenzgesetz

$$\Phi(E) = \Phi_{\text{pl}} \cdot \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (6.1)$$

sowie einem Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch zu sehen.

$$\Phi(E) = \Phi_{\text{plc}} \cdot \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \cdot \exp(-E/E_{\text{cut}}) \quad (6.2)$$



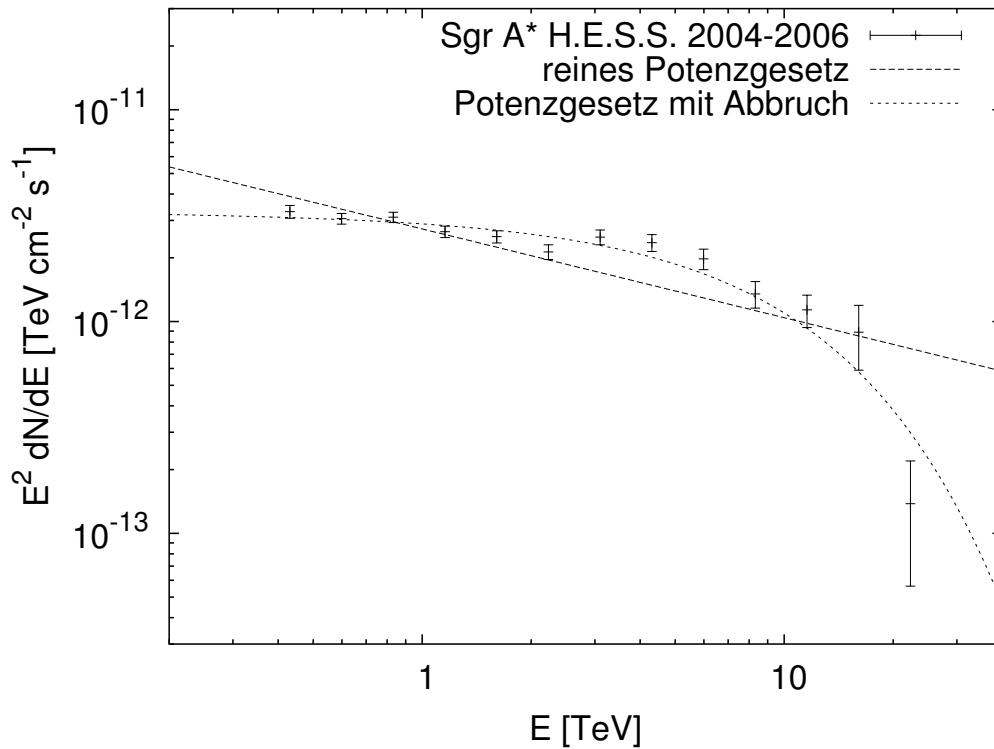


Abbildung 6.3: Spektrale Energieverteilung der  $\gamma$ -Strahlung aus der Richtung des galaktischen Zentrums zusammen mit Anpassungen eines Potenzgesetzes sowie eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch.

Das angepasste Potenzgesetz besitzt einen spektralen Index von  $\Gamma_{\text{pl}} = 2.419 \pm 0.075$ . Die Normierung beträgt  $\phi_{\text{pl}} = (2.73 \pm 0.22) \cdot 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Die Summe der Quadrate der Residuen beträgt dabei  $\chi_{\text{pl}}^2/\text{d.o.f.} = 115/11 = 10.5$ . Dieser Wert liegt deutlich über der 99%-Grenze von  $\chi_{0.99}^2/\text{d.o.f.} = 29/14$ . Ein reines Potenzgesetz kann damit zur Beschreibung des Spektrums ausgeschlossen werden.

Das angepasste Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch besitzt einen Spektralindex von  $\Gamma_{\text{plc}} = 2.011 \pm 0.073$ . Der Abbruch liegt bei  $E_{\text{cut}} = (9.5 \pm 2.1) \text{ TeV}$ . Die Flussnormierung beträgt  $\phi_{\text{plc}} = (3.21 \pm 0.15) \cdot 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Die Summe der Quadrate der Residuen beträgt dabei  $\chi_{\text{plc}}^2/\text{d.o.f.} = 21/11 = 1.9$ . Diese Anpassung ist somit dem reinen Potenzgesetz vorzuziehen.

### 6.3 Hypothese I: 100% Annihilationsstrahlung

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob die gemessene Strahlung vollständig aus der Annihilation von Teilchen dunkler Materie stammen könnte, und welche Aussagen sich

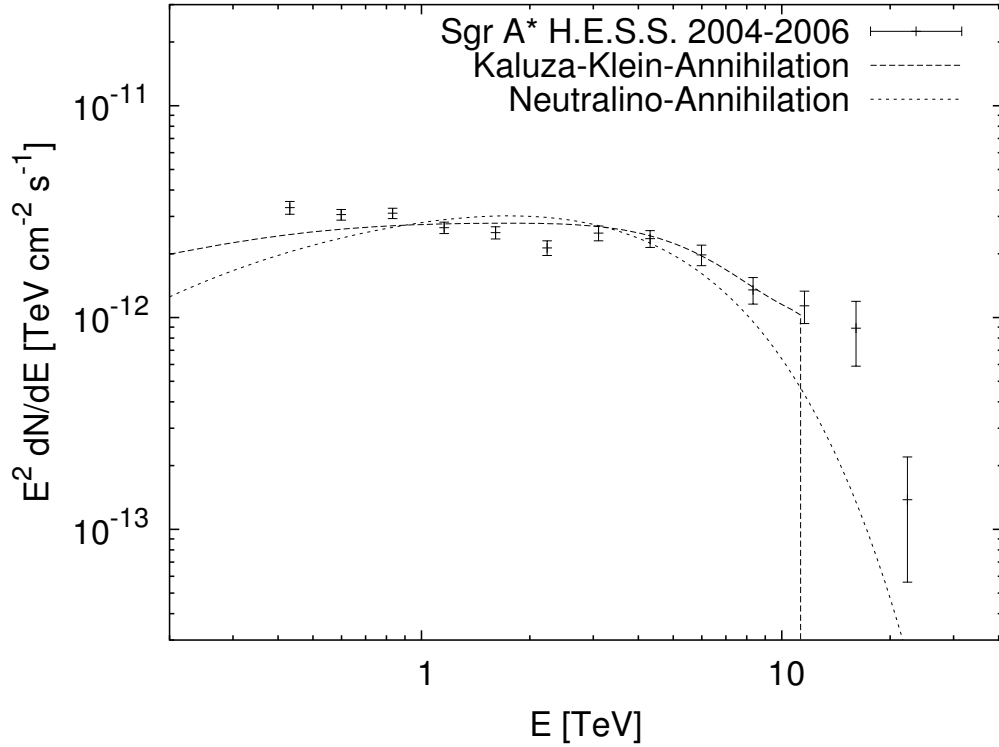


Abbildung 6.4: Anpassung von Annihilationsspektren von Neutralinos und von Kaluza-Klein-Teilchen an die gemessene spektrale Energieverteilung aus dem galaktischen Zentrum.

über die Teilchen dadurch machen ließen.

Das gemessene Spektrum aus der Richtung des galaktischen Zentrums reicht zu sehr hohen Energien. Der letzte Flusspunkt, der eine Einzelsignifikanz von mehr als 2 Standardabweichungen besitzt, liegt bei einer Energie von mehr als 30 TeV, und der letzte Flusspunkt mit einer Einzelsignifikanz von mehr als 5 Standardabweichungen liegt bei 11 TeV. Beruht die gemessene Strahlung vollständig auf der Annihilation von Teilchen dunkler Materie, so müssten die Teilchen ebenfalls mindestens diese Masse besitzen. Derartig hohe Teilchenmassen liegen nahe der Unitaritätsgrenze von thermisch erzeugten WIMPs (siehe Abschnitt 2.2).

In Abbildung 6.4 ist die gemessene spektrale Energieverteilung zusammen mit den Anpassungen von Annihilationsspektren von Neutralinos und Kaluza-Klein-Teilchen zu sehen. Aufgrund der benötigten hohen Massen wurde für die Neutralino-Annihilation die Gleichung 4.8 verwendet. Diese Anpassungen ergeben Teilchenmassen von  $m_\chi = (26.4 \pm 4.3)$  TeV bzw.  $m_{B(1)} = (11.7 \pm 1.0)$  TeV.

Die Summen der Residuenquadrate betragen für Neutralino-Annihilation  $\chi^2_\chi = 116$

bzw. für  $B^{(1)}$ -Annihilation  $\chi_{B^{(1)}}^2 = 56$  bei jeweils 11 Freiheitsgraden. Die Anpassungen sind somit keine gute Beschreibungen des gemessenen Spektrums. Die starke Krümmung im Spektrum der Neutralino-Annihilation beschreibt das gemessene Spektrum nicht gut. Für das Spektrum der  $B^{(1)}$ -Annihilation ist das gemessene Spektrum etwas zu steil. Die Datenpunkte bei hohen Energien werden von keiner der beiden Anpassungen beschrieben, was auch nicht durch die Energieauflösung des H.E.S.S.-Experiments von  $\Delta E/E \approx 15\%$  erklärt werden kann. Die letzten 3 Flusspunkte besitzen allerdings auch nur jeweils eine Signifikanz von weniger als 5 Standardabweichungen.

Der aus den Anpassungen abgeleitete Fluss (wobei der Anteil aus der diffusen Emission nicht subtrahiert wurde) entspricht Skalierungsfaktoren von  $\bar{J}_\chi(\Delta\Omega)\Delta\Omega = (7.6 \pm 2.6) \cdot 10^2$  für Neutralinos und  $\bar{J}_{B^{(1)}}(\Delta\Omega)\Delta\Omega = (5.4 \pm 1.0) \cdot 10^4$  für das  $B^{(1)}$ . Als Wirkungsquerschnitte der Annihilationen wurden dabei  $\langle\sigma v\rangle_\chi = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  sowie

$$\langle\sigma v\rangle_{\text{KK}} = \frac{1.7 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{(m_{B^{(1)}}/1 \text{ TeV})^2} \quad (6.3)$$

angesetzt [BH05]. Das ergibt für die oben angegebene Masse des  $B^{(1)}$  einen Wert von  $\langle\sigma v\rangle_{B^{(1)}} = 6.6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Beide Skalierungsfaktoren liegen deutlich über den Erwartungen eines NFW-Profiles sowie auch über dem Wert, der aus einem Moore-Profil folgen würde. Zusätzliche Verstärkungsfaktoren wären notwendig. Von einem glatten NFW-Profil wäre der Strahlungsfluss aus Neutralino-Annihilationen 0.02% des gemessenen Flusses; aus  $B^{(1)}$ -Annihilationen sogar nur etwa 0.0003%. Ein glattes Moore-Profil würde aus Neutralino-Annihilationen 49% und aus  $B^{(1)}$ -Annihilationen 0.6% des gemessenen Flusses liefern. Auch wenn der Anteil der diffusen Emission abgezogen würde, wäre die restliche Strahlung intensiver als durch die Profile vorhergesagt.

Das gemessene Spektrum wird nicht gut durch die Annihilationsspektren beschrieben. Die erforderliche WIMP-Masse wäre außerdem sehr hoch. Die Beobachtungen des Satelliten WMAP und die daraus folgenden Reliktdichten der dunklen Materie lassen Neutralinos oder  $B^{(1)}$  mit einer derartigen Masse unwahrscheinlich erscheinen [E<sup>+</sup>03, ST03]. Der gemessene Strahlungsfluss liegt weit oberhalb den Erwartungen aus den Profilen. Somit ist es unwahrscheinlich, dass die gemessene Strahlung vollständig aus der Annihilation dunkler Materie stammt.

## 6.4 Hypothese II: Anteilige Annihilationsstrahlung

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die gesamte Strahlung, die mit H.E.S.S. gemessen wurde, nicht aus der Annihilation dunkler Materie stammt. Im Bereich um das galaktische Zentrum existieren auch weitere mögliche Quellen von  $\gamma$ -Strahlung im GeV/TeV-Energiebereich, die sogar im Rahmen der Winkelauflösung von H.E.S.S. zu einer Quelle verschmelzen könnten. In diesem Abschnitt wird untersucht, welche Aussagen gemacht werden können, wenn man annimmt, dass nur ein Anteil des gemessenen Signals seinen Ursprung aus der Annihilation dunkler Materie hat.

In dieser Hypothese besteht die gemessene Strahlung aus zwei Teilen:  $\Phi_{\text{bg}}$ , welcher

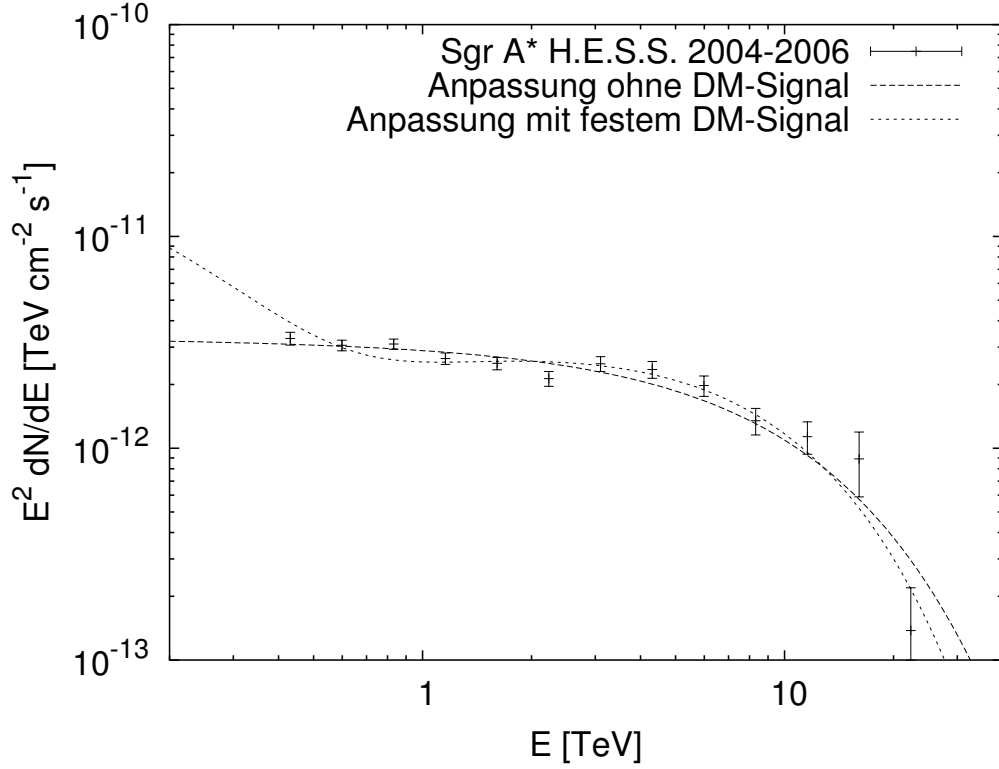


Abbildung 6.5: Gemessene spektrale Energieverteilung aus der Richtung des galaktischen Zentrums zusammen mit einer Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch ohne Signal aus Annihilation dunkler Materie bzw. mit maximal möglichem Signal aus Annihilation von Neutralinos mit einer Masse von 1 TeV.

einen Untergrund zu dem Annihilationsanteil  $\Phi_{\text{DM}}$  darstellt.

$$\Phi(E) = \Phi_{\text{bg}}(E) + \Phi_{\text{DM}}(E) \quad (6.4)$$

Über den Untergrund  $\Phi_{\text{bg}}$  ist nur wenig bekannt. Prozesse, die im Umfeld des supermassiven schwarzen Loches stattfinden können, sind in [AN05] dargestellt. Denkbar sind aber auch andere Quellen, wie z.B. der Pulsarwindnebel G359.95-0.04, der nur wenige  $8.7''$  vom galaktischen Zentrum entfernt in anderen Wellenlängen zu beobachten ist, und sich somit im Rahmen des Auflösungsvermögens von H.E.S.S. noch nicht vollkommen vom schwarzen Loch unterscheiden lässt.

A priori lassen sich aber Annahmen zum Untergrund machen. Da sich das gesamte Spektrum durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch beschreiben lässt, wird dieser Ansatz für den Untergrundanteil gewählt (siehe Gleichung 6.2) wobei  $\Phi_0$ ,  $\Gamma$  und  $E_{\text{cut}}$  freie Parameter sind.

Der Anteil  $\Phi_{\text{DM}}$  aus der Annihilationsstrahlung besitzt selber zwei Komponenten. Eine Komponente  $\Phi_{\text{DM,c}}$  enthält ein kontinuierliches Energiespektrum. Die zweite Kompo-

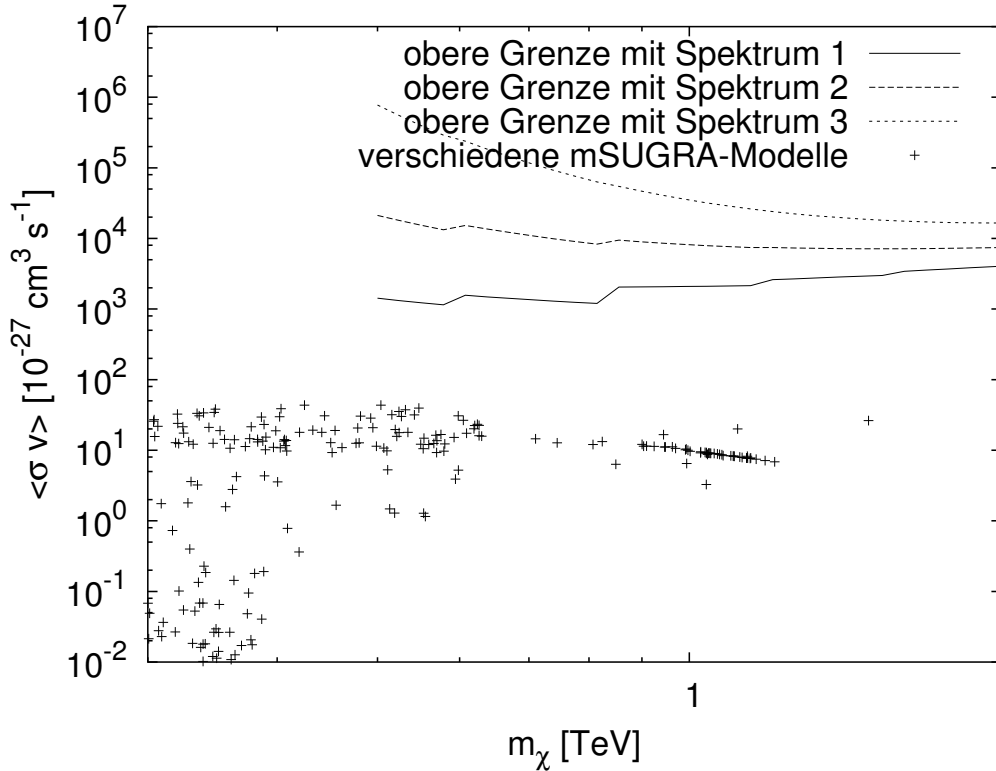


Abbildung 6.6: 99%-Schranken des Annihilationswirkungsquerschnitts  $\langle\sigma v\rangle$  als Funktion der Neutrinomasse mit einem NFW-Profil für die drei verwendeten Annihilationspektren. Zum Vergleich sind die Wirkungsquerschnitte aus verschiedenen mSUGRA-Parametersätzen eingezeichnet, die eine Reliktdichte innerhalb der Einschränkungen von WMAP liefern.

nente  $\Phi_{\text{DM},m}$  besteht aus den monoenergetischen Photonen aus der direkten Annihilation  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$  und  $\chi\chi \rightarrow \gamma Z^0$ . Zunächst wird hier auf die wesentlich stärkere Kontinuumskomponente eingegangen, danach noch kurz auf den monoenergetischen Anteil.

#### 6.4.1 Der Kontinuumsanteil an der Annihilationsstrahlung

Der Kontinuumsanteil aus Annihilationsstrahlung ist in den Gleichungen 4.7 mit den 3 Parametersätzen in Tabelle 4.1 für Neutralino-Annihilation und Gleichung 4.12 für die Annihilation vom  $B^{(1)}$  beschrieben. Die Stärke des Signals wird hierbei durch die Größe  $\bar{J}(\Delta\Omega) \cdot \Delta\Omega \cdot \langle\sigma v\rangle$  skaliert.

Diese Skalierung im Annihilationsanteil  $\Phi_{\text{DM},c}$  wird so lange erhöht, bis eine Anpassung der Summe  $\Phi_{\text{bg}} + \Phi_{\text{DM},c}$  an das gemessene Spektrum mit den freien Parametern des Untergrundes eine schlechte Beschreibung liefert, also die Summe der Residuenquadrate  $\chi^2$  der besten Anpassung einen Wert überschreitet, welcher in der Zufallserwartung in nur

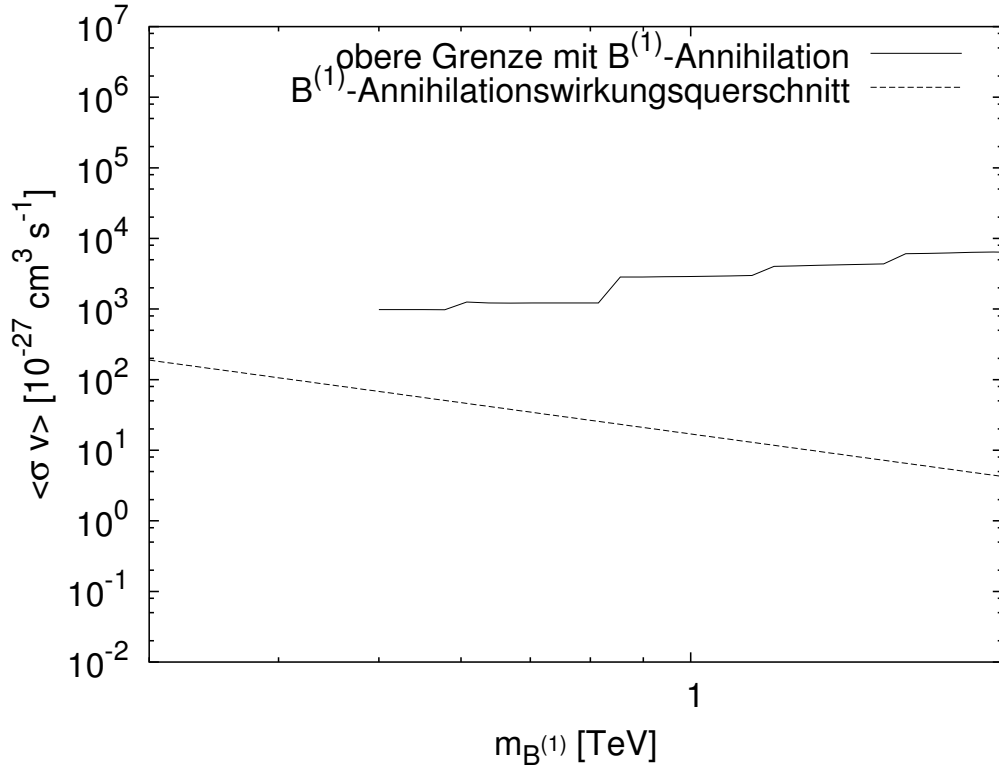


Abbildung 6.7: 99%-Schranken des Annihilationswirkungsquerschnitts  $\langle\sigma v\rangle$  als Funktion der  $B^{(1)}$ -Masse mit einem NFW-Profil, sowie der theoretisch erwartete Wirkungsquerschnitt

1% der Fälle überschritten wird. Auf diese Weise werden obere 99%-Konfidenzgrenzen von  $\bar{J}(\Delta\Omega) \cdot \Delta\Omega \cdot \langle\sigma v\rangle$  als Funktion der Teilchenmasse  $m_\chi$  oder  $m_{B^{(1)}}$  ermittelt.

In Abbildung 6.5 ist die spektrale Energieverteilung zusammen mit der Anpassung des Untergrundes ohne bzw. mit einem Anteil Neutralino-Annihilation mit  $m_\chi = 1$  TeV zu sehen.

Während der Wirkungsquerschnitt  $\langle\sigma v\rangle$  ein Faktor aus der Elementarteilchenphysik ist und je nach Modell und Parametersatz berechnet werden kann, entspringt  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  aus dem Dichteprofil, welches starken Unsicherheiten unterliegt. Unter Annahmen über jeweils eine der beiden Größen lassen sich die Grenzen auf die jeweils andere transformieren.

### Grenzen für den Annihilations-Wirkungsquerschnitt

In Abbildung 6.6 sind die oberen Grenzen des Wirkungsquerschnitts der Annihilation für Neutralinos als Funktion der Teilchenmasse für die 3 Annihilationsspektren (siehe Kapitel 4.4.1) zu sehen. Hierbei wurde ein NFW-Profil angenommen. Zum Vergleich sind

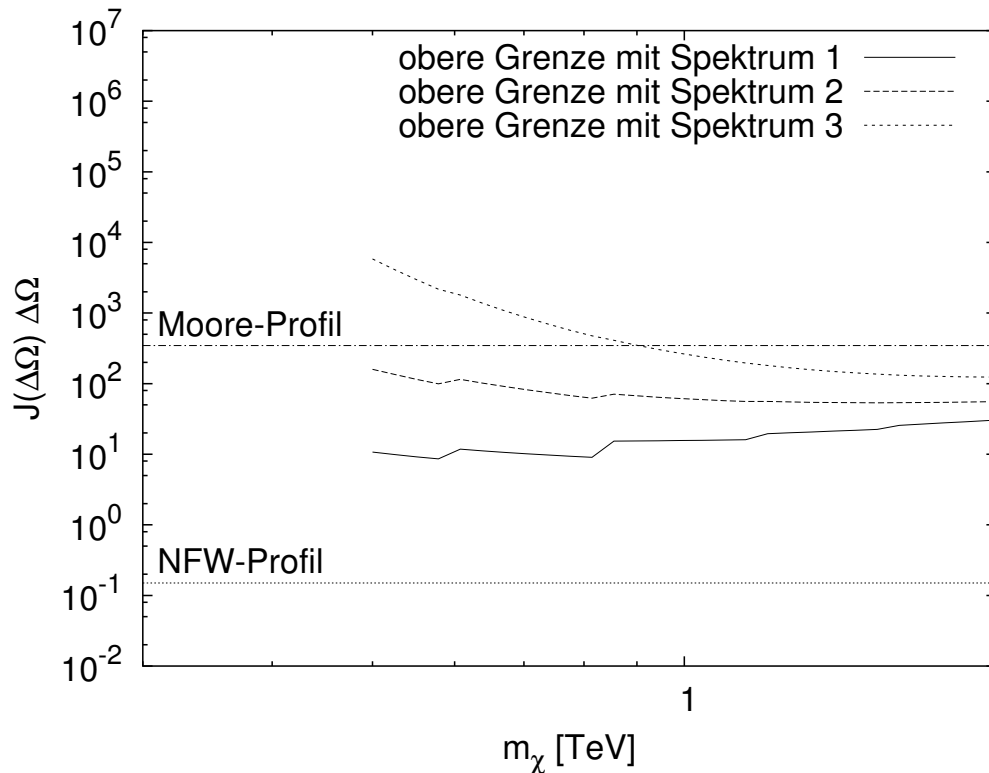


Abbildung 6.8: 99%-Schranken des Profilparameters  $J(\Delta\Omega) \cdot \Delta\Omega$  als Funktion der Neutralinomasse mit einem Wirkungsquerschnitt von  $\langle\sigma v\rangle = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$  für die drei verwendeten Annihilationsspektren.

ebenfalls Modellwirkungsquerschnitte eingezeichnet, die mit dem Programm DarkSusy 4.1 [G<sup>+</sup>04] errechnet wurden. Die abgeleiteten Grenzen liegen jeweils 2 bis 4 Größenordnungen über den Modellerwartungen. Keiner der zugrunde liegenden Parametersätze kann daher ausgeschlossen werden.

Abbildung 6.7 zeigt die gleiche Untersuchung für die Selbstannihilation vom  $B^{(1)}$ . Der erwartete Wirkungsquerschnitt (siehe auch Gleichung 6.3) liegt ebenfalls um mindestens eine Größenordnung unterhalb der ermittelten Grenze.

### Grenzen für das Dichteprofil

Stärkere Aussagen können über das Dichteprofil gewonnen werden, sofern ein Wirkungsquerschnitt angesetzt wird. Für Neutralino-Annihilationen wird hier wieder  $\langle\sigma v\rangle_\chi = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  angesetzt, was in den WMAP-kompatiblen mSUGRA-Parametersätzen mit einer Neutralinomasse  $m_\chi > 0.6 \text{ TeV}$  eine gute Näherung ist (siehe auch Abbildung 6.6). Für das  $B^{(1)}$  wird Gleichung 6.3 verwendet.

In Abbildung 6.8 sind die oberen Grenzen des Skalierungsfaktors  $\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$  als Funk-

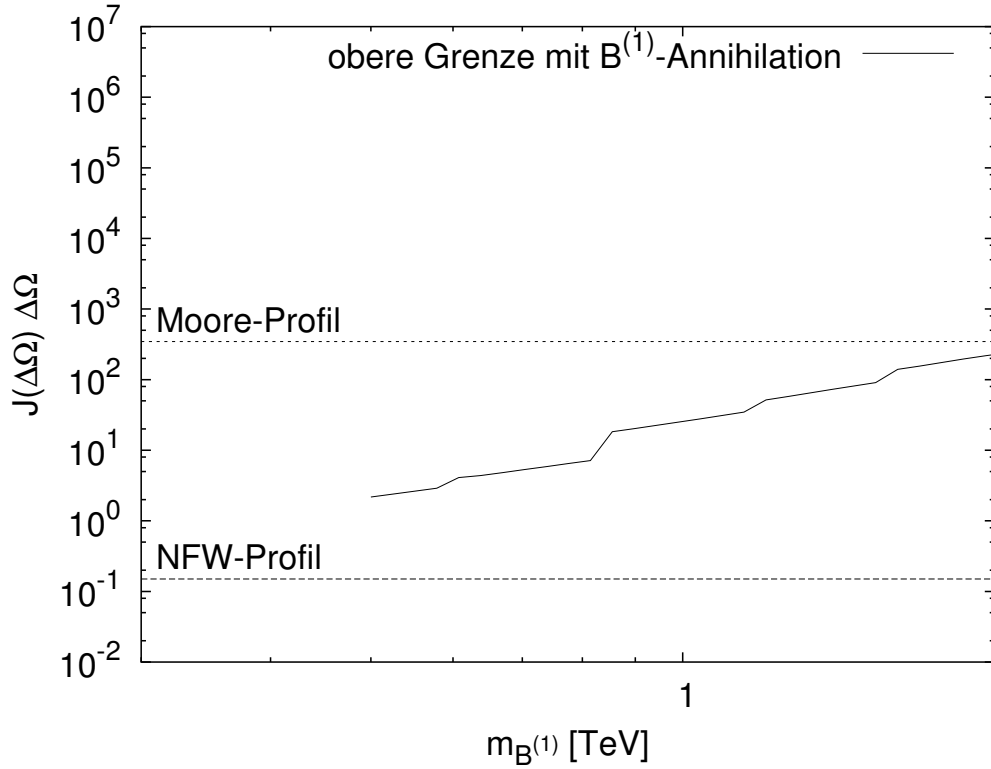


Abbildung 6.9: 99%-Schranken des Annihilationswirkungsquerschnitts  $\langle\sigma v\rangle$  als Funktion der  $B^{(1)}$ -Masse mit einem Wirkungsquerschnitt von  $\langle\sigma v\rangle = 1.7 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s} \cdot 1 \text{ TeV}^2/m_{B^{(1)}}^2$ .

tion der Neutralinomasse eingezeichnet. Als Vergleich sind die Erwartungen aus einem NFW-Profil und einem Moore-Profil zu sehen. Die Erwartung aus dem NFW-Profil liegt deutlich unterhalb der Grenzen, wie man sich auch leicht aus den Betrachtungen zum Wirkungsquerschnitt überlegen kann. Das Moore-Profil liegt allerdings für die Spektren 1 und 2 im gesamten untersuchten Massenbereich oberhalb der ermittelten Grenzen. Nur für das Annihilationsspektrum 3, also für Neutralino-Annihilationen, die vergleichsweise wenig Photonen produzieren, kann dieses Haloprofil bis zu einer Masse von etwa 500 GeV nicht ausgeschlossen werden.

Abbildung 6.9 zeigt die gleiche Grenze für  $B^{(1)}$ -Annihilation. Als Wirkungsquerschnitt wurde hier Gleichung 6.3 angesetzt. Ein Moore-Profil kann für den gesamten untersuchten Massenbereich ausgeschlossen werden, während auch hier ein NFW-Profil einen deutlich unter den Grenzen liegenden Skalierungsfaktor liefert.

Der mit diesen Grenzen erlaubte Anteil an Annihilationsstrahlung macht einen großen Anteil des gesamten Strahlungsflusses aus. Mit Spektrum 2 und einer Neutralinomasse von 1 TeV zum Beispiel beträgt der maximal erlaubte Annihilationsfluss



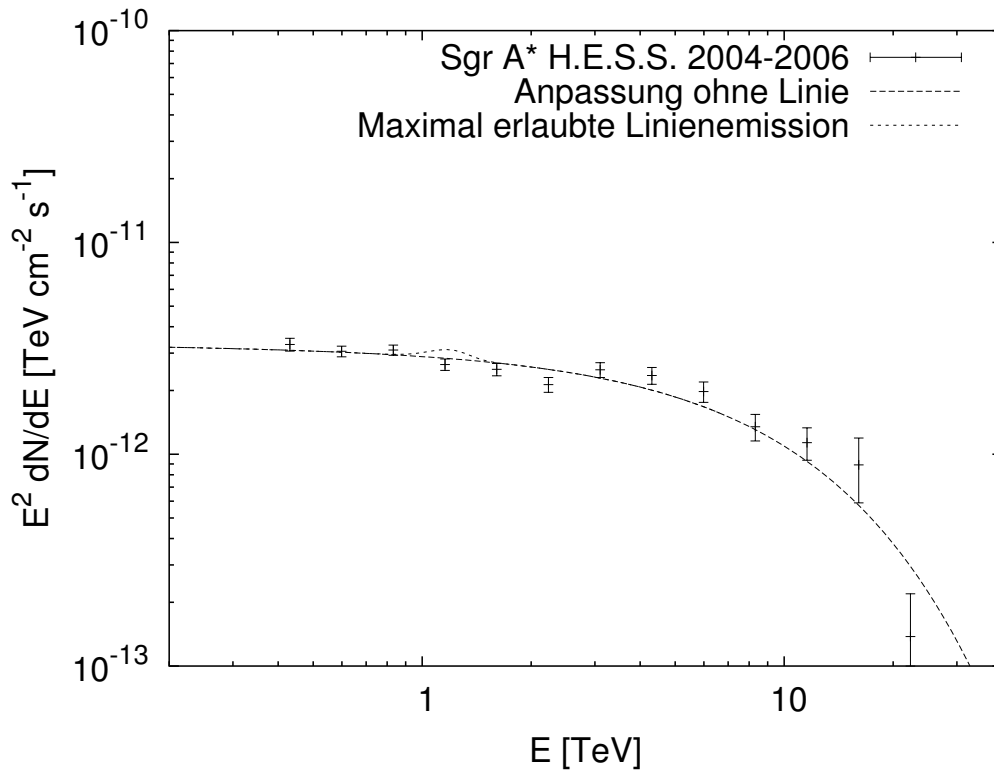


Abbildung 6.10: Spektrale Energieverteilung mit angepasstem Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch sowie der mit der Energieauflösung gefalteten maximal erlaubten monoenergetischen Emission für  $m_{\text{DM}} = 1.15 \text{ TeV}$  (99% Konfidenz).

$4.6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , was etwa 83% des gesamten Flusses ausmacht. Mit einem NFW-Profil liegt der erwartete Fluss aus Annihilationsstrahlung 2 bis 3 Größenordnungen darunter.

### 6.4.2 Die monoenergetische Komponente

Die im vorherigen Abschnitt ermittelten Grenzen behandeln ausschließlich die kontinuierliche Komponente des Annihilationsspektrums. Es kann ebenfalls nach der monoenergetischen Strahlung aus den Prozessen  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$  und  $\chi\chi \rightarrow Z^0\gamma$  gesucht werden. Im Rahmen der Energieauflösung des H.E.S.S.-Experiments von  $\approx 15\%$  würden die beiden Emissionslinien, die selbst bei einer WIMP-Masse von 200 GeV nur um etwa 1.5% auseinander liegen würden, zu einer einzigen Signatur verschmelzen. Sie würden sich durch einen Überschuss in einem Flusspunkt des Spektrums gegenüber den Erwartungen aus den anderen Flusspunkten bemerkbar machen.

Um eine Linienemission zu suchen, wird der zu untersuchende Flusspunkt  $\phi_i \pm \sigma_i$  aus dem Spektrum entfernt. An das restliche Spektrum wird ein Potenzgesetz mit ex-

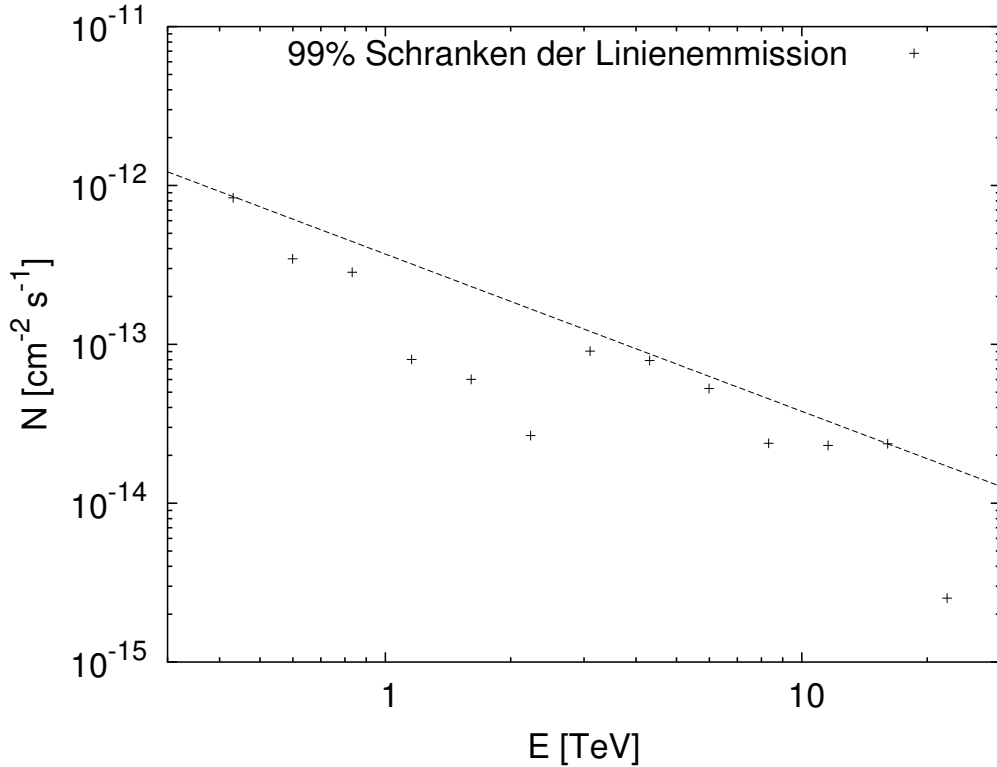


Abbildung 6.11: 99%-Schranken des zusätzlichen Flusses in einem Energieintervall, abweichend von einem Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch (Gleichung 6.2), wie ihn Linien monoenergetischer Photonen hervorrufen würden. Ebenso eingezeichnet ist eine einfache Gesetzmäßigkeit, die als Grenze verwendet werden kann (s. Gleichung 6.5).

ponentiellem Abbruch (Gleichung 6.2) angepasst. Anhand der gewonnenen Parameter und ihrer Kovarianzmatrix kann ein Erwartungswert  $\langle\phi_i\rangle$  mit einem Fehler  $\sigma_{\langle\phi_i\rangle}$  für den ausgeschlossenen Flusspunkt ermittelt werden. Eine Linienemission wäre bei einer signifikanten positiven Differenz  $\phi_i - \langle\phi_i\rangle$  nachgewiesen, sofern der Untergrund durch den verwendeten Ansatz vollständig beschrieben ist.

Nach [FC98] lassen sich die 99%-Konfidenzintervalle dieser Differenz bestimmen. Es konnte keine signifikante Abweichung der Differenz von 0 gefunden werden. In Abbildung 6.10 ist die spektrale Energieverteilung zusammen mit der maximal zulässigen monoenergetischen Komponente (gefaltet mit einer Energieauflösung von 15%) für das Energieintervall um 1.15 TeV eingezeichnet. Die oberen Grenzen sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Als allgemeine Grenze kann

$$\phi_i - \langle\phi_i\rangle < (3.7 \cdot 10^{-13}) \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \cdot \left(\frac{m_{\text{WIMP}}}{1 \text{ TeV}}\right)^{-0.99} \quad (6.5)$$

angegeben werden.

Aus dieser Ungleichung können auch Grenzen für den Wirkungsquerschnitt oder den Skalierungsfaktor  $\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$  bestimmt werden. Da die beiden Linien durch die Energieauflösung verschmelzen, und der Prozess  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$  zwei Photonen produziert, während im anderen nur ein Photon erzeugt wird, wird hier die Größe

$$N_\gamma \langle \sigma v \rangle_{\text{Linie}} = 2 \cdot \langle \sigma v \rangle_{\gamma\gamma} + \langle \sigma v \rangle_{\gamma Z^0} \quad (6.6)$$

betrachtet.

Daraus ergibt sich zusammen mit Gleichung 4.6 die Beziehung

$$\left( \frac{N_\gamma \langle \sigma v \rangle_{\text{Linie}}}{10^{-27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}} \right) \cdot \bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega < 3.9 \cdot \left( \frac{m}{1 \text{ TeV}} \right)^{1.01} \quad (6.7)$$

In Abbildung 6.12 sind im unteren Bild die oberen Grenzen der Wirkungsquerschnitte  $N_\gamma \langle \sigma v \rangle_{\text{Linie}}$  als Funktion der Teilchenmasse für ein NFW- und ein Moore-Profil angegeben. Zum Vergleich sind die Modellvorhersagen dieser Größe für verschiedene mSUGRA-Parametersätze zu sehen. Mit einem NFW-Profil liegen die Modellvorhersagen wieder deutlich unterhalb der erhaltenen Schranke. Mit einem Moore-Profil könnten einige Modelle ausgeschlossen werden.

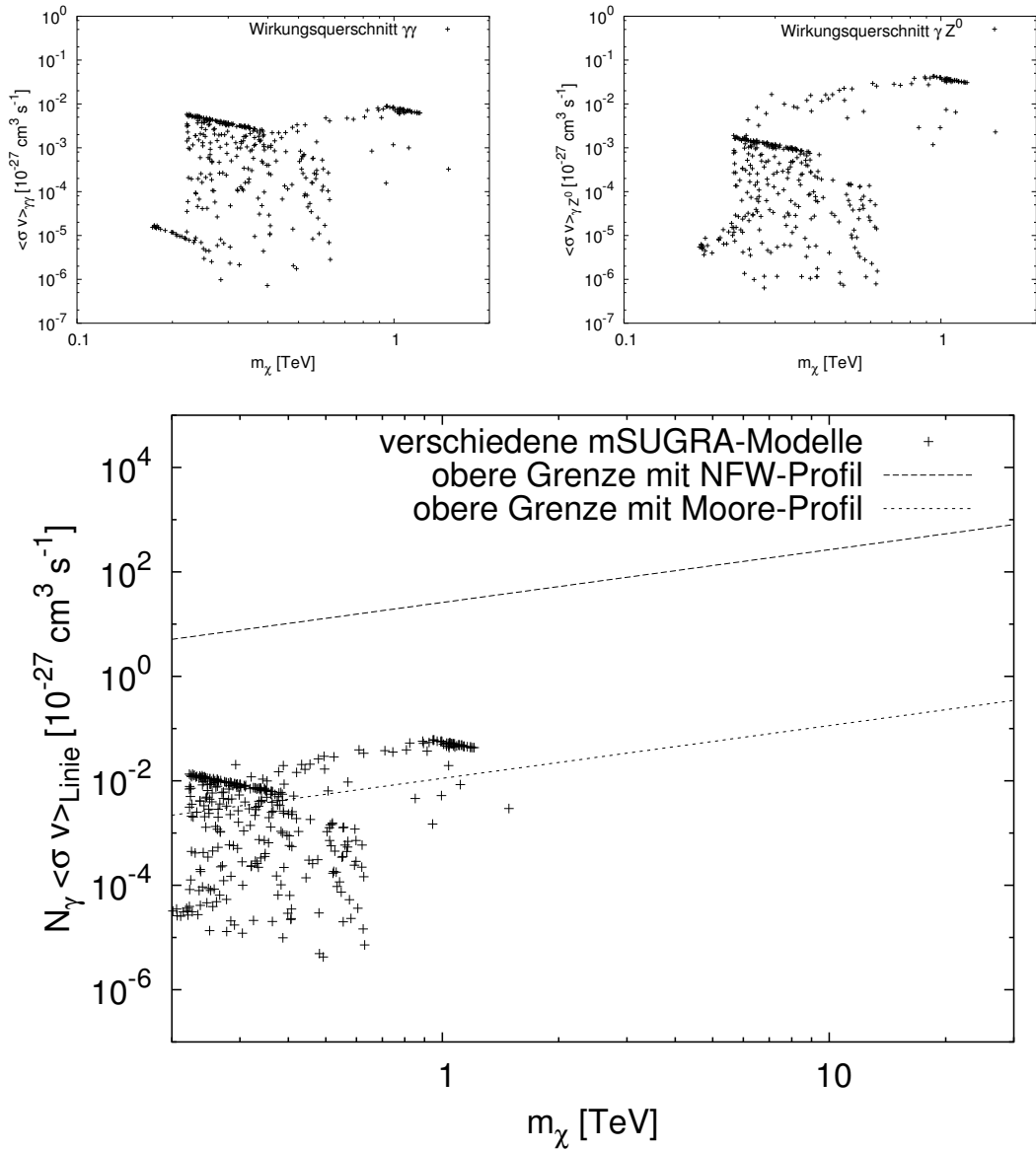


Abbildung 6.12: Oben: Wirkungsquerschnitte der Prozesse  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$  (links) und  $\chi\chi \rightarrow \gamma Z^0$  (rechts) aufgetragen über der Neutralinomasse für verschiedene mSUGRA-Parametersätze. Unten: Obere Grenzen der Linienemission (siehe Gleichung 6.7) für ein NFW- sowie ein Moore-Profil als Funktion der Teilchenmasse im Vergleich zu den Vorhersagen verschiedener mSUGRA-Parametersätze.

## Kapitel 7

# Klumpen dunkler Materie im galaktischen Halo

Die beobachtete großräumige Struktur der Galaxienhaufen im Universum lässt sich in kosmologischen  $N$ -Körper-Simulationen am besten mit kalter dunkler Materie reproduzieren [SFW06]. In subgalaktischen Dimensionen weicht die in den Simulationen beobachtete Strukturierung von der beobachteten ab (siehe Abbildung 7.1). In den Simulationen zeigt sich mehr Substruktur in galaktischen Halos als in unserer Galaxis bekannt ist (z.B. durch Kugelsternhaufen).

Es gibt einige Vorschläge, diese Diskrepanz zu erklären. Ein Vorschlag ist, dass der Strahlungsdruck junger Galaxien die Sternbildung in den Potentialtöpfen kleinerer Materieansammlungen unterdrückt haben könnte. Die baryonische Materie wäre ionisiert worden und hätte die Ansammlung verlassen, während der wesentlich größere Anteil, die dunkle Materie, als „dunkler Klumpen“ übrig bliebe ([MGG<sup>+</sup>99, QKE96]).

Auch beobachtbare indirekte Anzeichen sprechen für mehr Substruktur in galaktischen Halos als direkt sichtbar ist. Bei der Untersuchung von Einsteinkreuzen<sup>1</sup> zeigten die einzelnen Bilder der Hintergrundgalaxie eine andere Helligkeit, als mit einem glatten Halo der Linsengalaxie zu erwarten gewesen wäre. Das kann als sogenanntes Mikrolensing der einzelnen Galaxienbilder an unsichtbaren Substrukturen im Halo der Linsengalaxie gedeutet werden (siehe [Chi02, MM03]).

In [TO02] wird vorgeschlagen, mit atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen nach Anihilationsstrahlung von Klumpen dunkler Materie im galaktischen Halo zu suchen. Anhand einer angenommenen Verteilung der Klumpen wurde der erwartete Abstand des am nächsten gelegenen Klumpen für verschiedene Intervalle der Klumpenmassen abgeschätzt. Der daraus resultierende sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlungsfluss wurde berechnet und mit der Sensitivität eines Experiments wie H.E.S.S. mit 50 h Beobachtungszeit verglichen. Eine Beobachtungsstrategie, mit der ein Klumpen in vernünftiger Zeit nachgewiesen werden könnte, wurde hingegen nicht klar erläutert. Außerdem wurde für die Verteilung der Klumpen eine zum galaktischen Dichteprofil analoge Anzahlverteilung

---

<sup>1</sup>Einsteinkreuze sind durch die Gravitationslinsenwirkung einer Vordergrund- oder Linsengalaxie hervorgerufene Vielfachbilder einer Hintergrundgalaxie

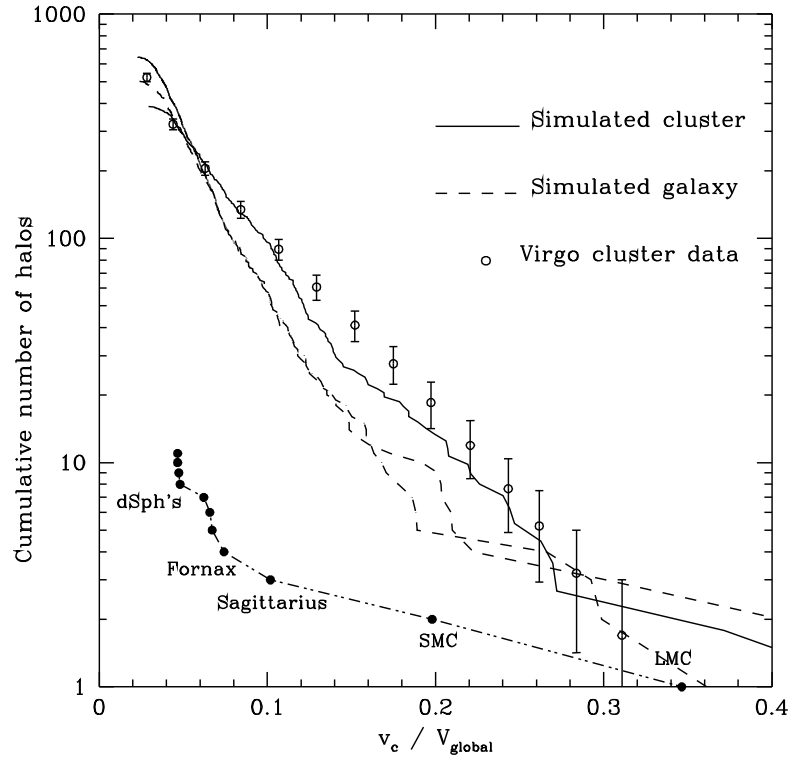


Abbildung 7.1: Kumulative Häufigkeitsverteilung von Substrukturen in Galaxienhaufen und Galaxien als Funktion von  $v_c/v_{\text{global}}$ , was ein Maß für die Masse ist, für simulierte und beobachtete Galaxienhaufen bzw. Galaxien. Während der simulierte Galaxienhaufen gut mit den Beobachtungen im Virgo Galaxienhaufen zusammenpasst, befinden sich im Halo unserer Galaxie (unterste Kurve) weniger sichtbare Kugelsternhaufen und Zwerggalaxien als von den Simulationen prognostiziert. (Aus [MGG<sup>+</sup>99])

angenommen, was nicht in Übereinstimmung mit Simulationsrechnungen steht.

Mit einer Anzahlverteilung, die an  $N$ -Körper-Simulationen angepasst wurde, errechnen [ABO04] Bereiche für den Wirkungsquerschnitt der Annihilation als Funktion der Masse für 3 verschiedene Dichteprofile, die für Klumpen angenommen werden können (siehe Abbildung 7.2). Dabei wurden Daten über den vom EGRET-Instrument beobachteten diffusen  $\gamma$ -Strahlungshintergrund im Energiebereich von 100 MeV bis 10 GeV aus der Richtung des galaktischen Zentrums und der Gegenrichtung verwendet und mit den Vorhersagen verglichen. Für Neutralinomassen über 1 TeV liegen die Wirkungsquerschnitte der dazugehörigen supersymmetrischen Modelle im erlaubten Bereich für Klumpen mit einem NFW-Profil. Für Neutralinomassen größer als etwa 3 TeV sind auch Klumpen mit einem Moore-Profil noch denkbar. Ebenso sind viele der Vorhersagepunkte mit einer Masse kleiner als 100 GeV unterhalb der Grenzen des NFW- und des Moore-Profils. Daher könnte nach Klumpen dunkler Materie in diesen Bereichen gesucht

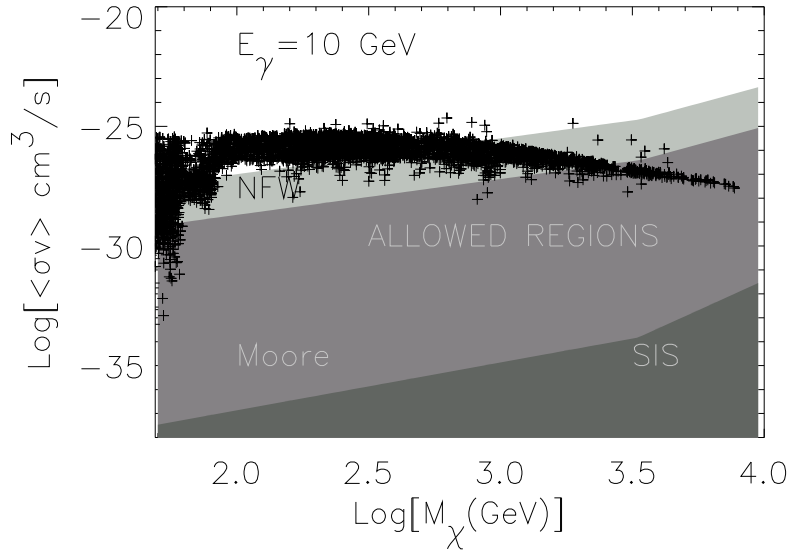


Abbildung 7.2: Bereiche des Wirkungsquerschnitts der Annihilation als Funktion der Neutralinomasse für das NFW-, Moore- und SIS-Dichteprofil (siehe auch [ABO04]) (graue Flächen). Die Grenzen wurden anhand der fehlenden Anisotropie zwischen dem vom EGRET-Instrument beobachteten diffusen  $\gamma$ -Strahlungshintergrund zwischen der Richtung des galaktischen Zentrums und der Gegenrichtung bestimmt (unter der Annahme einer Klumpenanzahlverteilung aus  $N$ -Körper-Simulationsrechnungen). Die Kreuze stellen Wirkungsquerschnitte verschiedener supersymmetrischer Parametersätze dar. (Aus [ABO04])

werden.

In diesem Kapitel wird zuerst abgeschätzt werden, wie wahrscheinlich es ist, durch eine gezielte Suche einen Klumpen dunkler Materie zu beobachten. Als nächstes wird am Beispiel der unidentifizierten TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 gezeigt, wie anhand der Morphologie und des Spektrums untersucht werden kann, ob es sich um einen Klumpen aus dunkler Materie handelt.

## 7.1 Modellrechnungen zum Photonfluss

Ob Klumpen dunkler Materie mit heutigen Experimenten auffindbar sind, hängt von der Klumpenverteilung und dem Dichteprofil der einzelnen Klumpen ab.

Die Anzahlverteilung lässt sich nicht aus der erwarteten Masseverteilung eines kontinuierlichen galaktischen Profils ableiten. Stattdessen findet sich ein Zusammenhang (siehe [ABO04]):

$$\frac{dN}{dV} \sim M^{-\alpha} \left( 1 + \left( \frac{r}{r_{sc}} \right)^2 \right)^{-3/2} \quad (7.1)$$

$M$  bezeichnet dabei die Masse der Klumpen,  $r$  den Abstand zum Zentrum des Halos und  $r_{\text{sc}}$  einen Skalenradius. Dabei ist  $\alpha \approx 1.9$  und  $r_{\text{sc}} \approx 10$  kpc. Simulationsrechnungen ergeben für eine Galaxie wie der unseren insgesamt etwa 500 Klumpen mit einer Masse  $M > 10^8 M_{\odot}$ .

Die folgenden Betrachtungen beschränken sich hier auf ein NFW- und ein Moore-Profil (siehe Abschnitt 4.4.3). Während aus einem NFW-Profil ein vergleichsweise niedriger Fluss sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung folgt, liefert ein Moore-Profil einen vergleichsweise hohen Fluss.

Die Parameter  $\rho_0$ ,  $r_s$ ,  $r_c$  und  $r_{\text{min}}$  werden folgendermaßen berechnet (siehe auch [TO02, ABO04]). Die Masse  $M$  der Klumpen ist gegeben durch:

$$\int_0^{r_c} dr 4\pi r^2 \rho(r) = M \quad (7.2)$$

$\rho_0$  beschreibt die Dichte beim Radius  $r_c$ . Es bietet sich an, bei einem Klumpen für  $r_c$  den Rand des Klumpens, also den Radius zu verwenden, bei dem der Klumpen in den glatten galaktischen Halo übergeht, d.h.:

$$\rho_0 = \rho_G(R) \quad (7.3)$$

wobei  $\rho_G$  die Dichte des glatten galaktischen Halos am Radius  $R$  der Klumpenposition bezeichnet. Die Klumpen müssen stabil gegenüber Gezeitenkräften sein. Die eigene Gravitationskraft muss also die Gezeitenkräfte durch die Galaxie überschreiten. Folgende Gleichung garantiert einen stabilen Klumpen:

$$r_c = R \cdot \left( \frac{M}{3M_G(R)} \right)^{1/3} \quad (7.4)$$

wobei  $M_G(R)$  die Masse des galaktischen Halos innerhalb des Radius  $R$  der Klumpenposition bezeichnet.

Für den galaktischen Halo, in dem die Klumpen eingebettet sind, wird ein NFW-Profil verwendet mit  $r_s = 27.7$  kpc, einer Gesamtmasse von  $2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$  und einer lokalen Dichte dunkler Materie von  $\rho_G(8.5 \text{ kpc}) = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ .

In Abbildung 7.3 sind berechnete Flüsse sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung oberhalb einer Energieschwelle von 380 GeV für Neutralinoklumpen verschiedener Massen als Funktion des Abstandes für Neutralinomassen von 500 GeV und 40 TeV dargestellt. Zum Vergleich ist ebenfalls der beobachtete Fluss der Quelle HESS J1303-631 eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass prinzipiell ein Klumpen einen nachweisbaren Fluss an sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung produzieren kann, sofern er dicht und massiv genug an der Erde ist. Im Folgenden soll mit einer Monte-Carlo Simulation ermittelt werden, wie wahrscheinlich das Auffinden eines Klumpens in einer gezielten Suche wäre.

Die Klumpenverteilung ist zum galaktischen Zentrum hin konzentriert. In der galaktischen Ebene befinden sich allerdings weitere Quellen. Als Suchfeld eignet sich daher eher ein Streifen  $-10^\circ$  galaktischer Breite (siehe Abbildung 7.4 links), wobei nur Gesichtsfelder, deren Zenitwinkel vom H.E.S.S.-Standort aus betrachtet kleiner als  $45^\circ$  ist, zugelassen werden.



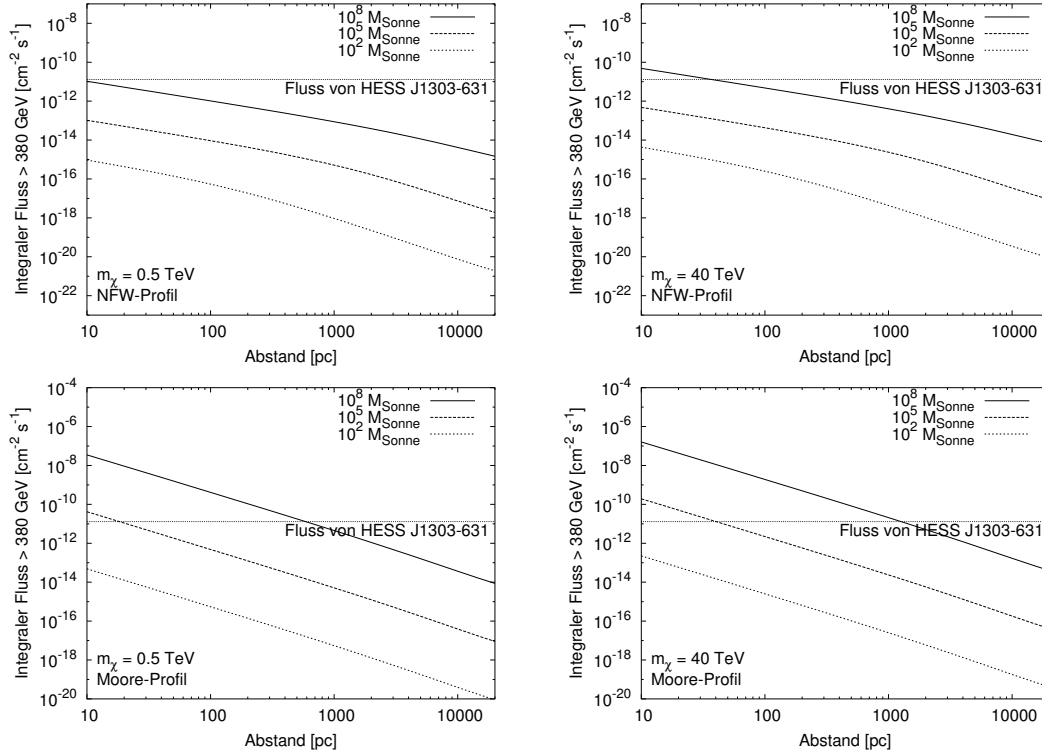


Abbildung 7.3: Berechneter Fluss sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung der zentralen  $10^{-5}$  sterad in hypothetischen Beobachtungen von Neutralinoklumpen einer Masse von  $10^8 M_\odot$ ,  $10^5 M_\odot$  und  $10^2 M_\odot$  mit einem NFW-Profil (oben) bzw. Moore-Profil (unten). Die Masse des Neutralinos ist dabei  $m_\chi = 500$  GeV (links) bzw.  $m_\chi = 40$  TeV (rechts). Die hier verwendete Energieschwelle des Detektors beträgt  $E_{\text{thr}} = 380$  GeV. Der Wirkungsquerschnitt beträgt  $\langle\sigma v\rangle = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Zum Vergleich ist der beobachtete Fluss der unidentifizierten Quelle HESS J1303-631 eingezeichnet.

Mit der gegebenen Verteilung der Klumpen im galaktischen Halo und diesem Suchfeld kann nun ermittelt werden, wie wahrscheinlich das Auffinden eines Klumpens mit H.E.S.S. ist. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit in einer Simulation  $1.26 \cdot 10^9$  Klumpen mit einer Masse größer als  $100 M_\odot$ , das sind 10 mal mehr als über dieser Massengrenze erwartet, in einen galaktischen Halo eingestreut und jeweils der Fluss ausgerechnet, sofern der Klumpen im Suchstreifen liegt.

In Abbildung 7.4 ist rechts die Verteilung der simulierten Klumpen im Suchstreifen zu sehen. Jedes Bin des Histogramms ist  $2^\circ$  breit und entspricht damit etwa einem Gesichtsfeld von H.E.S.S.. Zum galaktischen Zentrum hin kommen etwa 3 mal mehr Klumpen in einem Gesichtsfeld zu liegen als zum galaktischen Antizentrum. Nur die wenigsten dieser Klumpen produzieren einen messbaren Fluss sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung, wie im weiteren ausgeführt wird.

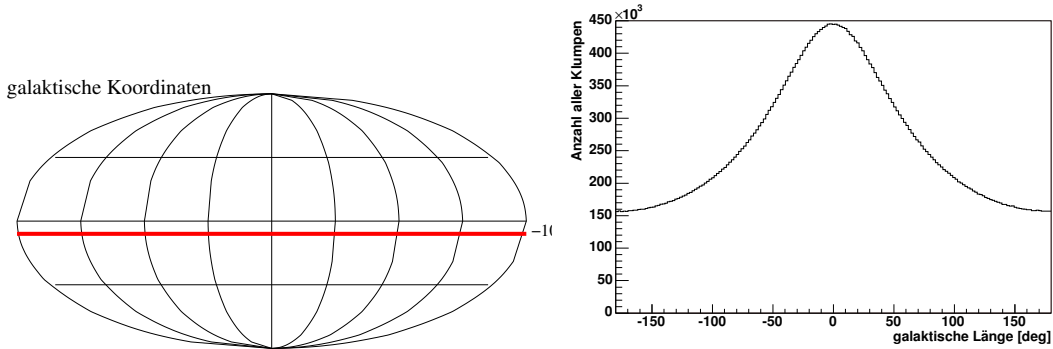


Abbildung 7.4: Links: Geeigneter Himmelsstreifen ( $2^\circ$  breit) zur gezielten Suche nach Klumpen dunkler Materie in galaktischen Koordinaten. Rechts: Verteilung der galaktischen Längen der in der Simulation eingestreuten Klumpen, die im den  $2^\circ$  breiten Suchstreifen am Himmel stehen. Jedes Bin ist selbst auch  $2^\circ$  breit und repräsentiert damit ein Gesichtsfeld.

Der integrale Fluss eines Klumpens hängt neben seiner Masse, seinem Dichteprofil und dem Spektrum der Annihilationsstrahlung auch von der Energieschwelle der Beobachtungen ab. Die Energieschwelle  $E_{\text{thr}}$  (vom englischen „*threshold*“) als Funktion des Zenitwinkels kann anhand der Zahlenwerte in [A<sup>+</sup>06d] beschrieben werden durch:

$$E_{\text{thr}} = 160 \text{ GeV} \cdot \cos(\Theta)^{-3.03} \quad (7.5)$$

wobei  $\theta$  den Zenitwinkel der Beobachtung angibt.

Ein Klumpen gilt als nachweisbar, wenn sein integraler Fluss oberhalb der Energieschwelle 1% des Krebsnebelflusses (über der gleichen Energieschwelle) liegt. Das würde eine Beobachtungszeit in der Größenordnung von 25 Stunden pro Beobachtungsfeld im Suchstreifen notwendig machen.

In Abbildung 7.5 sind die Verteilungen der nachweisbaren Klumpen für eine Neutralinomasse von 500 GeV gezeigt. Für das Energiespektrum wurde Gleichung 4.8 verwendet. Für die linke Verteilung wurde für alle Klumpen in der Simulation ein Moore-Profil verwendet. Es sind 9 Klumpen nachweisbar. In der rechten Verteilung besitzen die Klumpen ein NFW-Profil, was zu insgesamt zwei nachweisbaren Klumpen führt. Es ist noch zu bedenken, dass 10 mal mehr Klumpen als im Halo erwartet simuliert wurden. Der Erwartungswert der Anzahl der nachweisbaren Klumpen liegt also jeweils unter 1. Für eine Neutralinomasse von 40 TeV überschritt für keines der beiden Profile ein Klumpen den geforderten Fluss. Es ist somit unwahrscheinlich, mit einer solchen Suche mit H.E.S.S. einen Klumpen dunkler Materie ausfindig zu machen, zumal die Suche extrem viel Zeit in Anspruch nehmen würde.

Mit zukünftigen Experimenten kann die Empfindlichkeit gesteigert werden. Beträgt die Nachweisschwelle 0.1% des Krebsnebelflusses, erhöht sich die Anzahl der nachweisbaren Klumpen: Mit einer Neutralinomasse von 0.5 TeV sind im simulierten Halo 30

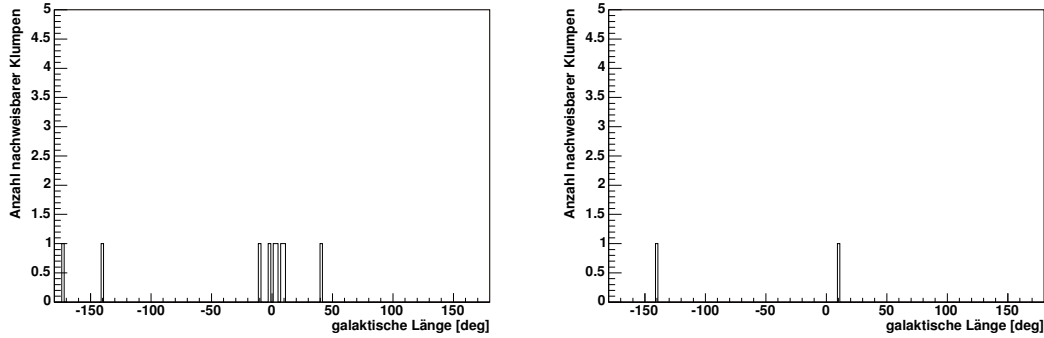


Abbildung 7.5: Verteilung der nachweisbaren Klumpen im Suchstreifen in der Simulation für Klumpen mit einem Moore-Profil (links) und einem NFW-Profil (rechts). Die Neutralinomassee beträgt hier 500 GeV.

Klumpen (NFW-Profil) bzw. 308 Klumpen mit einem Moore-Profil. Mit  $m_\chi = 40$  TeV sind im simulierten Halo 1 Klumpen im Falle von NFW-Profilen und 18 Klumpen mit Moore-Profilen nachweisbar. Man bedenke auch hier, dass 10 mal mehr Klumpen als im galaktischen Halo erwartet werden simuliert wurden.

Die Anzahl der nachweisbaren Klumpen steigt zwar mit dieser Empfindlichkeit drastisch, es würde für die Experimente in naher Zukunft aber immer noch viel Beobachtungszeit benötigt werden.

## 7.2 Die unidentifizierte TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631

Es wurden mit H.E.S.S. bisher 14 Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung entdeckt, die bislang unidentifiziert blieben und kein offensichtliches Gegenstück in anderen Wellenlängen besitzen [K<sup>+</sup>07]. Dieses Verhalten wird auch von Klumpen dunkler Materie erwartet; die produzierten Photonen sind hauptsächlich im Spektralbereich der  $\gamma$ -Strahlung, und die Energieverteilung reicht bis zur WIMP-Masse hinauf.

Im Folgenden wird versucht die gemessene Morphologie und das Spektrum einer unidentifizierten TeV- $\gamma$ -Quelle im  $\Theta^2$ -Diagramm, Radialsymmetrie vorausgesetzt, durch einen Klumpen dunkler Materie nach der Parametrisierung in Gleichung 4.15 zu beschreiben. Wichtig sind hierbei der Exponent  $\gamma$  des inneren Potenzgesetzes und der Übergang  $r_s$ .

Um die Singularität im Zentrum hauptsächlich für die numerische Integration zu umgehen, wird die Substitution  $r \rightarrow \sqrt{(r^2 + r_{\min}^2)}$  verwendet. Die Größe  $r_{\min}$  wird im folgenden a priori auf  $10^{-10}$  pc gesetzt.

Die Quelle HESS J1303-631 wurde im Rahmen einer Beobachtung des Röntgendoppelsternsystems PSR B1259-63 und SS 2883 im gleichen Gesichtsfeld entdeckt (Abbildung 7.7 und die Dissertation von Matthias Beilicke [Bei06]). Der integrale Fluss über

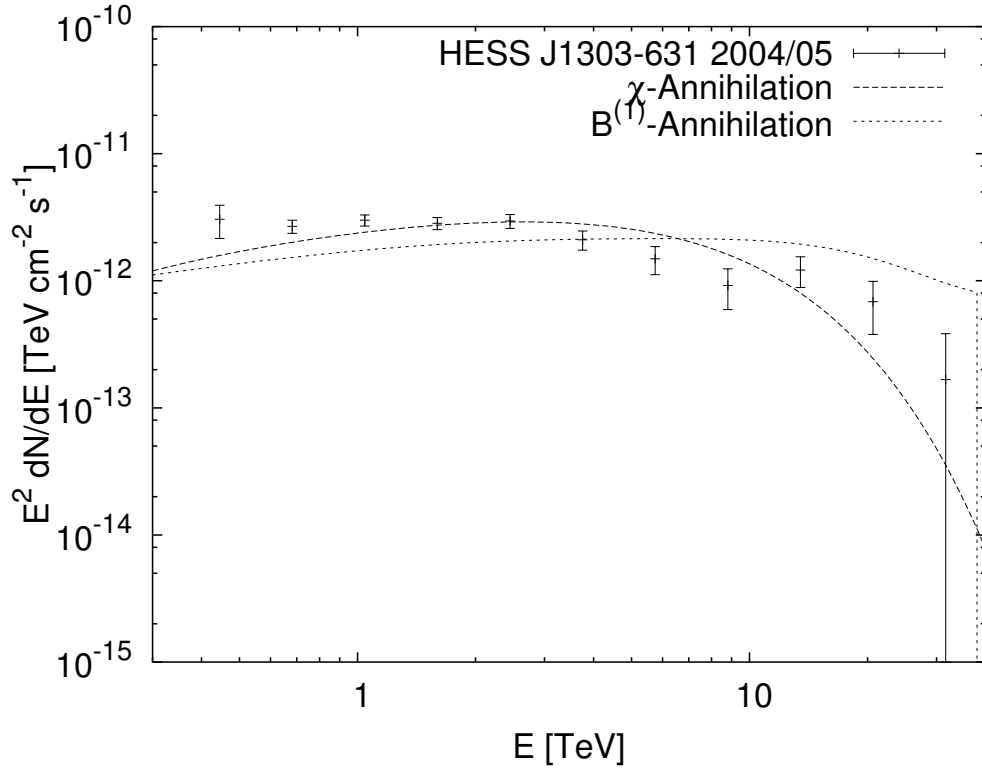


Abbildung 7.6: Spektrale Energieverteilung von HESS J1303-631 gemessen in den Jahren 2004 und Anfang 2005 (aus [Bei06]). Außerdem gezeigt sind zwei Anpassungen der Annihilationsspektren für Neutralino-Annihilation und  $B^{(1)}$ -Annihilation, jeweils mit einer Teilchenmasse von 40 TeV.

einer Energieschwelle von 380 GeV ist  $\Phi_{E>380 \text{ GeV}} = 1.3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Es handelt sich um eine ausgedehnte Quelle, deren intrinsische Größe  $(0.16 \pm 0.02)^\circ$  am Himmel beträgt. Bisher konnte in anderen Wellenlängen kein Gegenstück identifiziert werden. Auch eine intensive Beobachtung mit dem Röntgensatelliten Chandra ergab keinen signifikanten Exzess an der Himmelsposition mit dieser Ausdehnung.

### 7.2.1 Fluss und Spektrum

In Abbildung 7.3 ist zu erkennen, dass der Fluss sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung eines Klumpens dunkler Materie mit einem NFW-Profil und erst recht mit einem Moore-Profil den gemessenen Fluss von HESS J1303-631 erreichen und überschreiten kann, wenn die Masse groß und der Abstand klein genug ist.

In Abbildung 7.6 ist die gemessene spektrale Energieverteilung von HESS J1303-631 zusammen mit einer Anpassung eines Energiespektrums aus Neutralino- und  $B^{(1)}$ -Annihilation gezeigt. Die Teilchenmassen betragen jeweils 40 TeV. Die Anpassungen

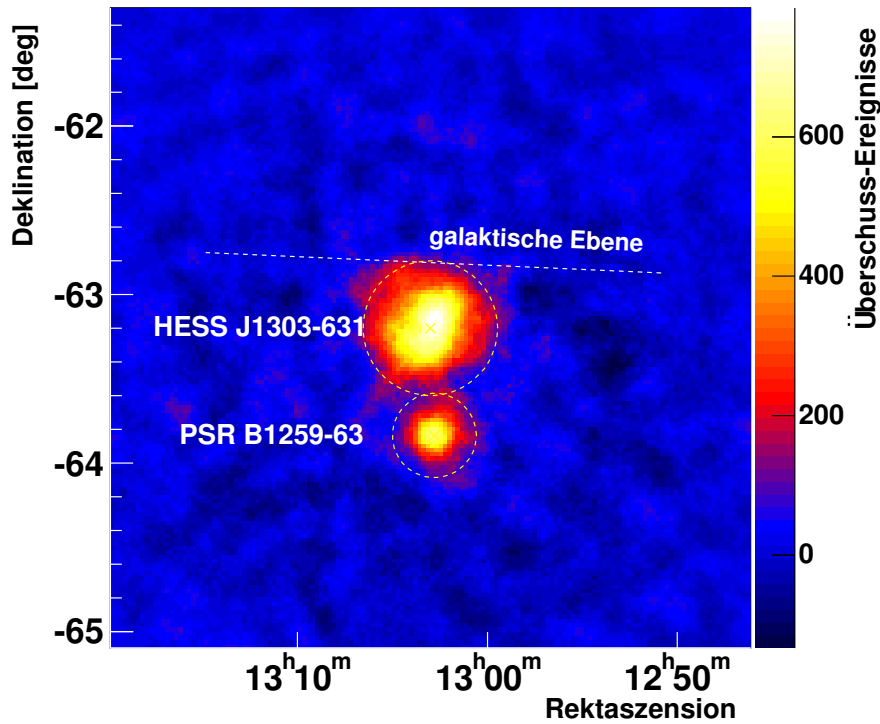


Abbildung 7.7: Himmelskarte der beobachteten Region um das Röntgendoppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883 mit der zufällig entdeckten Quelle HESS J1303-631 (aus [Bei06]).

liefern jeweils eine Summe von Residuenquadraten von  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 28.9/9 = 3.2$  für das Spektrum der Strahlung aus Neutralino-Annihilation und  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 91.4/9 = 10.2$  für das Kaluza-Klein-Annihilationsspektrum; beide können also als gute Beschreibung des vollen Spektrums ausgeschlossen werden.

### 7.2.2 Morphologie

Da es sich um eine ausgedehnte Quelle handelt, lässt sich die Morphologie untersuchen und mit Erwartungen von Dichteprofilen vergleichen.

Für eine gegebene Kombination von Klumpendistanz  $d$ , äußerem Exponenten  $\beta$  und inverser Übergangsbreite  $\alpha$  werden die Parameter  $\gamma$  und  $r_s$  variiert. Das erhaltene Helligkeitsprofil aus Gleichung 4.4 wird mit der Abbildungsfunktion  $f_{\text{ps}}$  (vom englischen

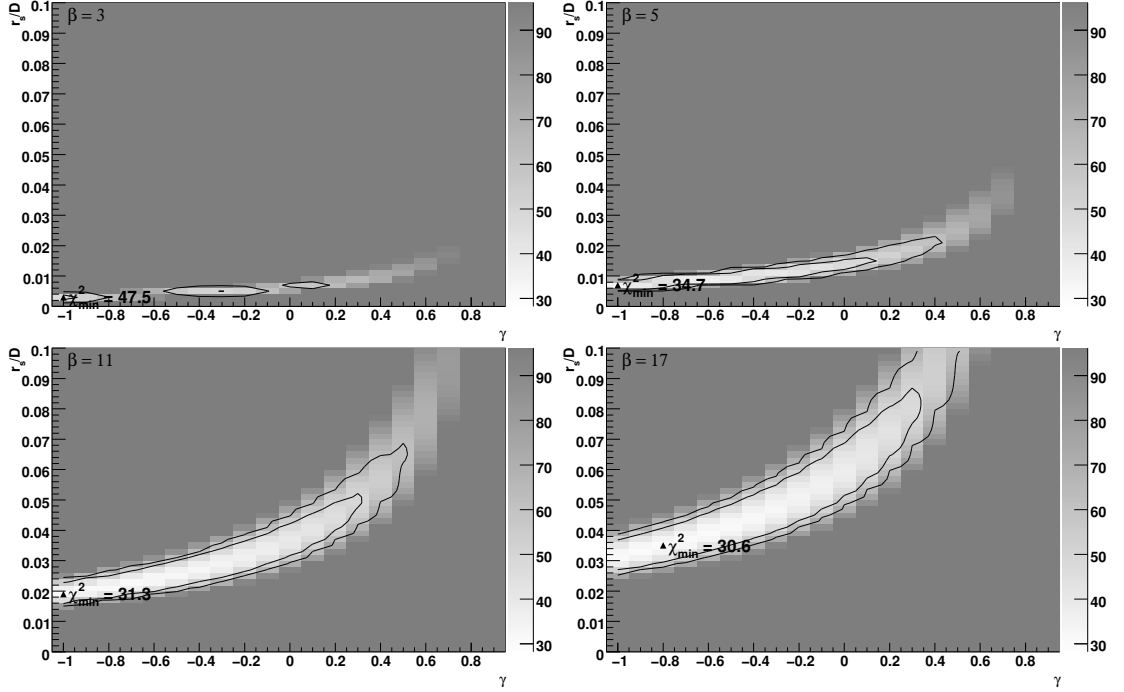


Abbildung 7.8: Schnitte durch den von  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $r_{\min}$  und  $r_s/D$  aufgespannten Parameterraum der Dichteprofile. Variiert werden  $\gamma$  und  $r_s$  bei  $\beta = 3$  (links oben),  $\beta = 5$  (rechts oben),  $\beta = 11$  (links unten) und  $\beta = 17$  (rechts unten). Die Graustufen spiegeln  $\chi^2$  als Funktion der Parameter wieder. Der äußere Umriss stellt die 99%-CL-Grenze dar, der innere Umriss, sofern vorhanden, die 90%-CL-Grenze.

„point spread function“) gefaltet. Die Abbildungsfunktion kann durch

$$f_{\text{ps}}(\Theta) = \frac{1}{2\pi(\sigma_1^2 a_1 + \sigma_2^2 a_2)} \cdot \left( a_1 \cdot \exp\left(-\frac{\Theta^2}{2\sigma_1^2}\right) + a_2 \cdot \exp\left(-\frac{\Theta^2}{2\sigma_2^2}\right) \right) \quad (7.6)$$

parametrisiert werden. Für die Beobachtungen dieser Quelle erhält man  $a_1 = 8.986$ ,  $\sigma_1 = 0.145^\circ$ ,  $a_2 = 97.074$  sowie  $\sigma_2 = 0.057^\circ$ .

Das Dichteprofil der dunklen Materie wird durch Gleichung 4.15 beschrieben. Dabei wird die Dichte so skaliert, dass das erhaltene Helligkeitsprofil mit dem von HESS J1303-631 am besten übereinstimmt. Die Summe der quadrierten Residuen der einzelnen  $\Theta^2$ -Bins,  $\chi^2$ , wird so für jede getestete Kombination ermittelt.

In Abbildung 7.8 ist die Funktion  $\chi^2$  in Schnitten des Parameterraumes, der durch  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $r_{\min}$  und  $r_s/D$  aufgespannt wird (siehe Gleichung 4.15), dargestellt.  $D$  bezeichnet dabei die Entfernung des Klumpens. Die Schnitte sind durch  $\gamma$  und  $r_s/D$  aufgespannt für  $\beta = 3, 5, 11$ , und  $17$ . Dabei sind  $\alpha = 1$  und  $r_{\min} = 10^{-10}$  pc. Das Minimum ist

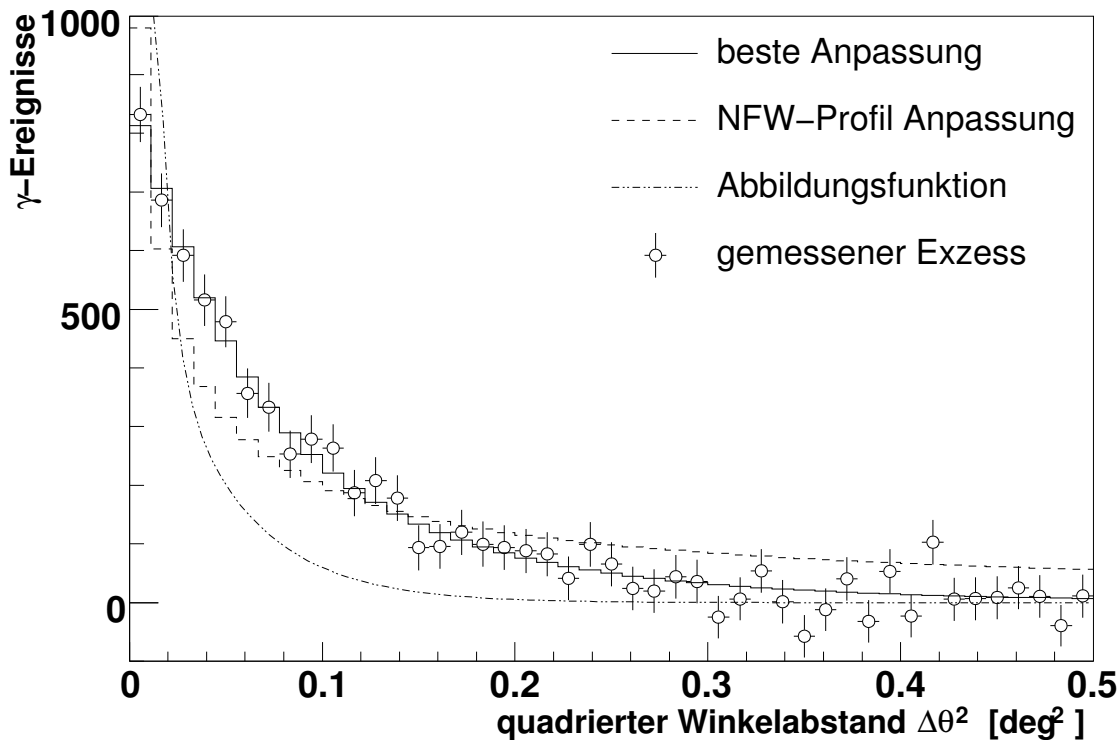


Abbildung 7.9:  $\Theta^2$ -Histogramm für HESS J1303-631. Die Kreise geben das gemessene Helligkeitsprofil wieder. Das durchgezogene Histogramm zeigt die theoretischen Erwartungen eines 100 pc entfernten Klumpens mit  $\gamma = -0.8$ ,  $\beta = 17$  und  $r_s/D = 0.035$ . Dabei ist  $\chi^2 = 30.6$  bei 39 Freiheitsgraden. Ebenfalls eingezeichnet sind die Erwartungen für ein NFW-Profil (Skalierung und  $r_s$  als freie Parameter) - jeweils mit der Abbildungsfunktion gefaltet - sowie die Abbildungsfunktion des H.E.S.S.-Detektors für diese Beobachtung.

jeweils bei negativen  $\gamma$  lokalisiert. Das entspräche keiner Dichteanhäufung im Inneren, sondern einer schalenartigen Emissionsstruktur des Klumpens. Es ist  $\gamma < 0.5$  mit einem Konfidenzniveau von 99%. Für ein NFW-Profil ist jedoch  $\gamma = 1$  und für ein Moore-Profil  $\gamma = 1.5$ . Die Grenzen sind somit nicht verträglich mit den Vorhersagen aus diesen Profilen.

In Abbildung 7.9 ist die beste Anpassung ( $\beta = 17$ ,  $\gamma = -0.8$ ) einer durch einen Klumpen erzeugten Morphologie an die Daten von HESS J1303-631 zu sehen. Zum Vergleich sind auch die Abbildungsfunktion sowie die Erwartung aus einem NFW-Profil mit eingezeichnet. Auch qualitativ ist zu erkennen, dass die Erwartung aus einem NFW-Profil die Morphologie nicht gut beschreibt. Ein Klumpen, der das angepasste Dichteprofil besitzt,

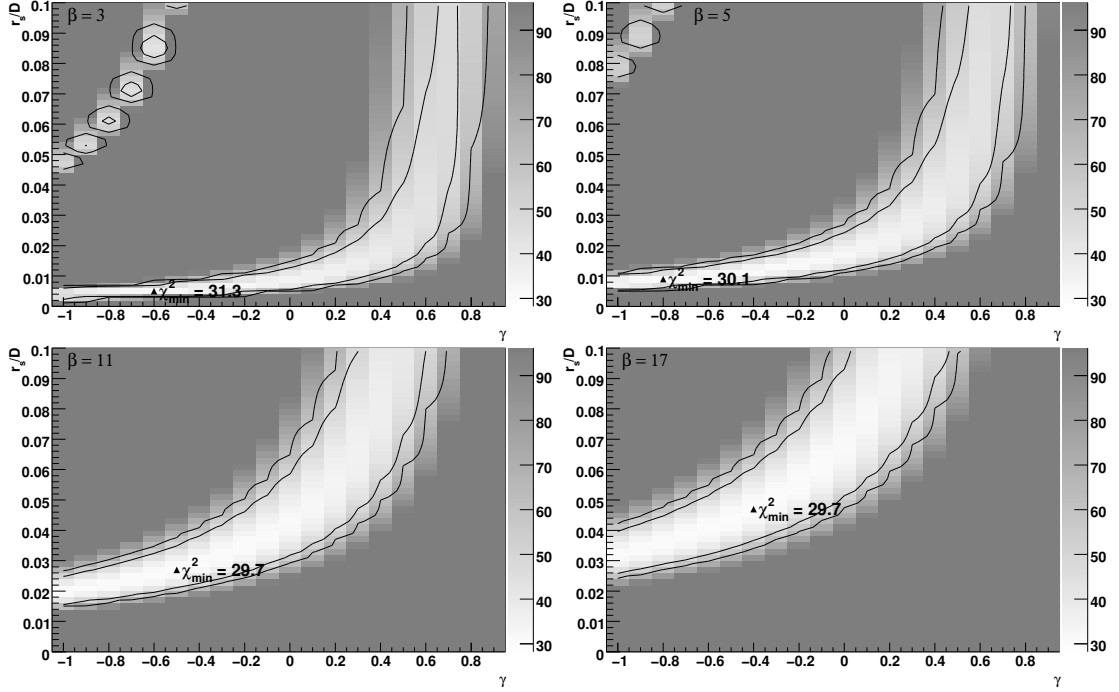


Abbildung 7.10: Die gleichen Parameterraumschnitte wie in Abbildung 7.8. Hierbei wurde beim Vergleich zwischen den errechneten Helligkeitsprofilen und dem gemessenen ein additive Konstante erlaubt, die die Unkenntnis des Nullniveaus beim Template-Untergundmodell widerspiegelt.

müsste eine Masse von

$$\begin{aligned}
 M_{\text{clump}} = & 8.64 \cdot 10^5 M_{\odot} \cdot \left( \frac{D}{100 \text{ pc}} \right)^{2.5} \\
 & \cdot \left( \frac{m_{\text{DM}}}{40 \text{ TeV}} \right)^2 \cdot \left( \frac{N_{\gamma} \langle \sigma v \rangle}{2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}} \right)^{-1} \\
 & \cdot \left( \frac{\Phi_{\gamma}}{1.3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}} \right)^{0.5}
 \end{aligned} \tag{7.7}$$

besitzen, um die beobachtete Morphologie und den Strahlungsfluss zu erzeugen.

Ein über das Gesichtsfeld annähernd konstanter Photonenuntergrund ist durch die Analyse nicht direkt feststellbar. Vor allem das Templatemodell, mit dem die Quelle auch untersucht wurde, lässt diesbezüglich Freiheiten<sup>2</sup>. Diese können sich in einem konstanten Offset beim Vergleich der Daten mit der theoretischen Erwartung äußern. In Abbildung 7.10 sind dieselben Parameterraumschnitte wie in Abbildung 7.8 dargestellt mit dem

<sup>2</sup>Eine über das Gesichtsfeld ausgedehnte Emission würde im Templatemodell als zum Untergrund gehörend interpretiert werden.



Unterschied, dass hier eine additive freie Variable hinzugefügt wurde. Das Minimum ist hier ebenfalls für alle 4 Fälle bei  $\gamma < 0$ . Die Konfidenzgrenzen sind jedoch weiter ausgedehnt. Mit einem Konfidenzniveau von 99% ist  $\gamma < 0.9$  und somit ebenfalls weder mit einem NFW- noch mit einem Moore-Profil verträglich.



# Kapitel 8

## Die Radiogalaxie M87

Dunkle Materie ist auch in anderen Galaxien zu erwarten. Sie besitzen eine große Masse und eine von der Erde aus relativ kleine Winkelausdehnung. Durch die große Entfernung ist allerdings ein vergleichsweise geringer Strahlungsfluss zu erwarten.

In [BBS<sup>+</sup>00] wird der Annihilationsstrahlungsfluss von der Radiogalaxie M87 abgeschätzt. Hierbei wurde ein Profil der Form

$$\varrho(r) = \frac{\varrho_0}{r^2 + a^2} \quad (8.1)$$

verwendet. Die Gesamtmasse innerhalb eines Radius von 100 kpc beträgt  $M_{\text{M87}} = 1.4 \cdot 10^{13} M_{\odot}$  und die Entfernung beträgt 16 Mpc. Der Parameter  $a$  wurde anhand [Tsa93] auf  $a = 5520$  kpc angepasst. Mit einer Winkelauflösung von  $0.1^{\circ}$  – dies entspricht einem Raumwinkel von  $10^{-5}$  sterad – ergibt sich daraus  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{\text{M87, BBS}} \Delta\Omega \approx 0.0013$ .

In [FPS04] wird ein Moore-Profil verwendet, um den größt möglichen Fluss durch WIMP-Annihilation von M87 abzuschätzen. Es ergibt sich ein Wert von  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{\text{M87, Moore}} \Delta\Omega \approx 0.0033$ . Im Vergleich dazu liefert ein NFW-Profil für das galaktische Zentrum  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{\text{GC}} \Delta\Omega \approx 0.15$ . In beiden Arbeiten wird ein Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung durch WIMP-Annihilation in M87 mit derzeitigen Experimenten nicht erwartet.

Das HEGRA-Experiment hat starke Anzeichen von sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung aus der Richtung von M87 nachgewiesen [A<sup>+</sup>03a]. Mit H.E.S.S. wurde M87 als Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung bestätigt, und kurzzeitige Variabilität im Strahlungsfluss beobachtet [Bei06, A<sup>+</sup>06b]. Diese Variabilität schließt dunkle Materie als ausschließlichen Ursprung dieser Strahlung aus.

Auch das unterste gemessene Flussniveau ist um Größenordnungen höher als die Erwartungen durch Annihilationsstrahlung. In Abbildung 8.1 sind die von H.E.S.S. gemessenen spektralen Energieverteilungen aus den Jahren 2004 (niedriges Flussniveau) und 2005 (hohes Flussniveau) dargestellt. Des Weiteren ist das Annihilationsspektrum für Neutralinos mit einer Masse von 10 TeV zweimal dargestellt: Einmal auf dem Niveau, wie es in [BBS<sup>+</sup>00] erwartet wird, und einmal auf das Niveau des niedrigen Flussniveaus (2004) angepasst. Letztere Anpassung entspräche einem Haloprofil, welches etwa  $\bar{J}(\Delta\Omega) \Delta\Omega \approx 1.3 \cdot 10^1$  liefern würde.

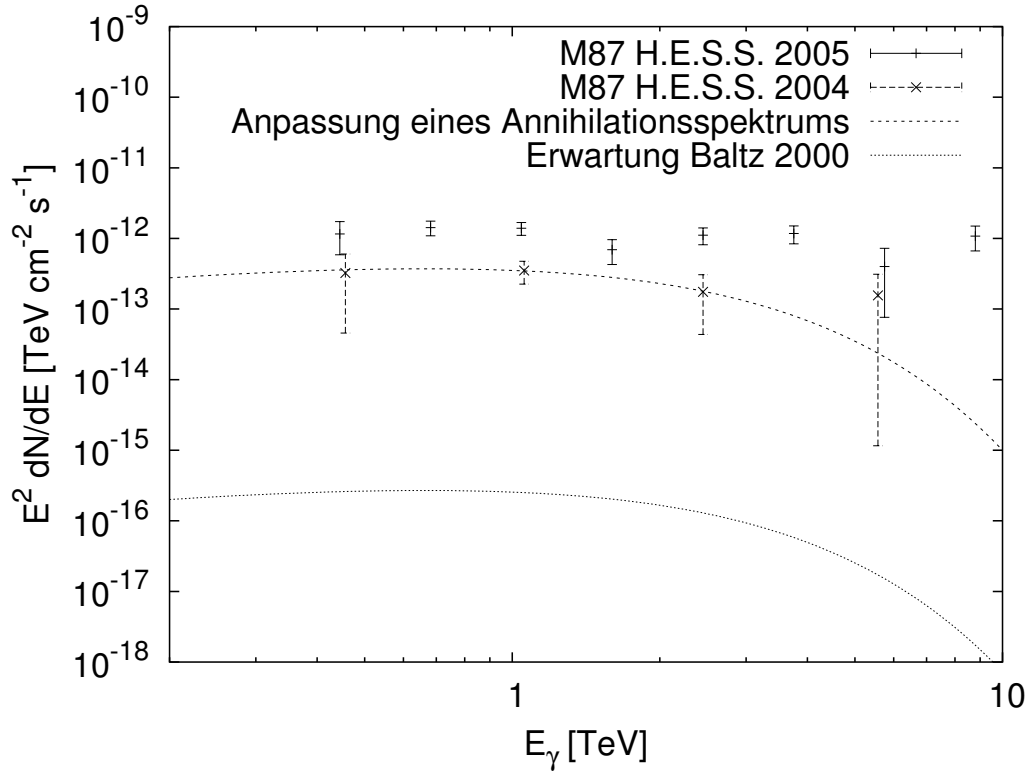


Abbildung 8.1: Spektrale Energieverteilung der  $\gamma$ -Strahlung von M87 der Jahre 2004 (niedriges Flussniveau) und 2005 (hohes Flussniveau), sowie die spektrale Energieverteilung für die Annihilation von 10 TeV schweren Neutralinos einmal auf dem Niveau, welches in [BBS<sup>+</sup>00] abgeschätzt wird, sowie angepasst an das niedrige Flussniveau.

Es können daraus obere Grenzen an  $\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega \cdot \langle\sigma v\rangle$  bestimmt werden, sowie auf die einzelnen Größen  $\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$  und  $\langle\sigma v\rangle$  unter Annahmen über die jeweils andere Größe. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 8.2 und 8.3 zu sehen. Das hohe Flussniveau besitzt eine große Statistik und kleine Fehlerbalken, auf die es in dieser Berechnung ankommt. Damit ist es auch sinnvoll für diese Daten die Grenzen auszurechnen, obwohl der hypothetische konstante Anteil der Annihilationsstrahlung relativ gesehen viel kleiner ist. Für die Grenzen des Wirkungsquerschnitts wurde  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{M87} \approx 130$  verwendet. Die erhaltenen oberen Schranken sind für beide Flussniveaus etwa gleich und um etwa zwei Größenordnungen höher als die Grenzen, die für das galaktische Zentrum ermittelt wurden.

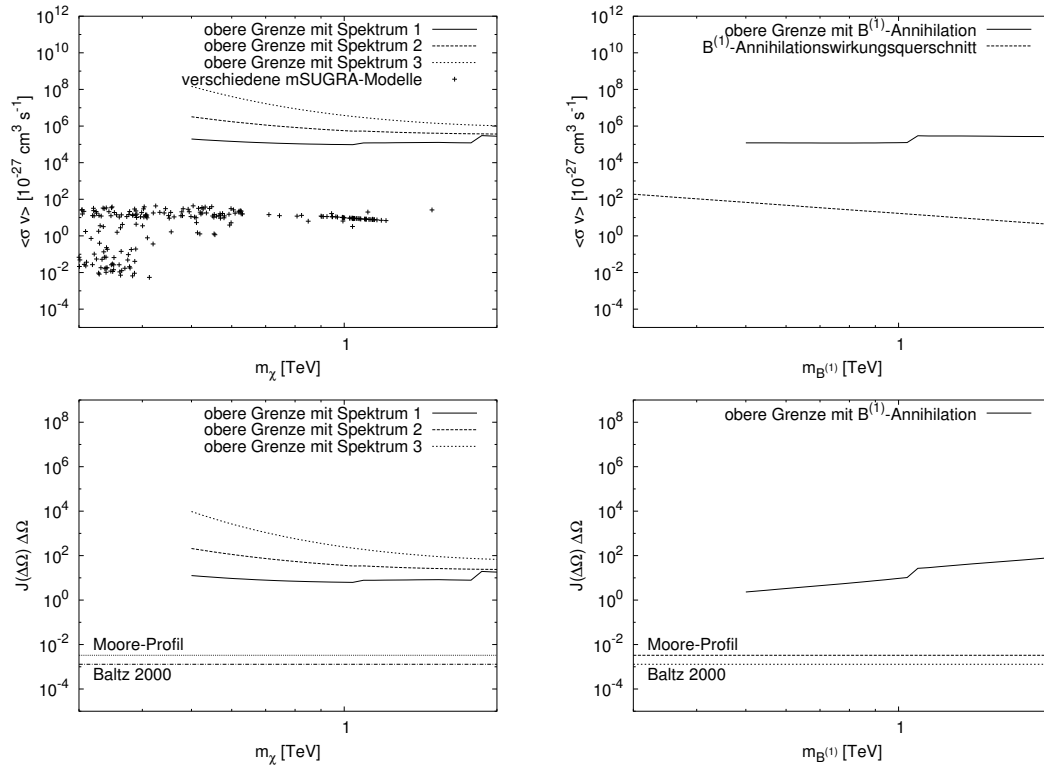


Abbildung 8.2: 99%-Schranken des Wirkungsquerschnitts der Annihilation (oben) und von  $\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$ , bei  $\Delta\Omega = 10^{-5}$  sterad (unten), für Neutralino-Annihilation (links) und  $B^{(1)}$ -Annihilation (rechts). Zugrunde liegt das Spektrum des niedrigen Flussniveaus (2004).

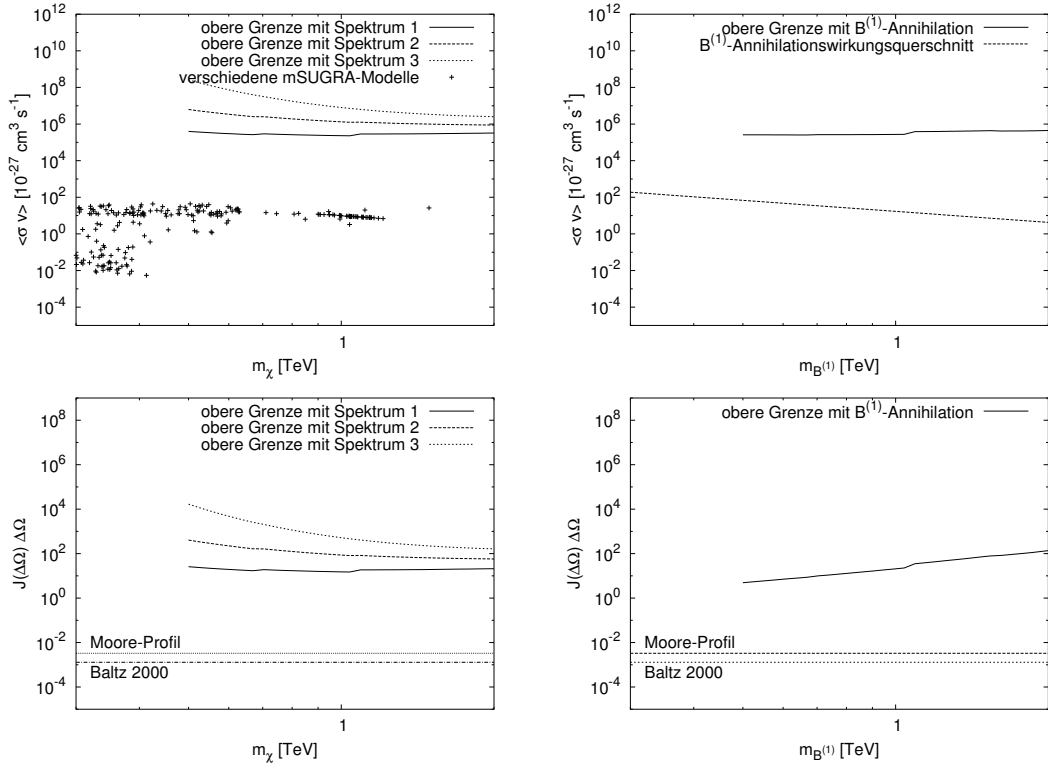


Abbildung 8.3: 99%-Schranken des Wirkungsquerschnitts der Annihilation (oben) und von  $\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$ , bei  $\Delta\Omega = 10^{-5}$  sterad (unten), für Neutralino-Annihilation (links) und  $B^{(1)}$ -Annihilation (rechts). Die Schranken fußen auf dem Spektrum des hohen Flussniveaus (2005).

## Kapitel 9

# Absorption von TeV- $\gamma$ -Strahlung durch dunkle Materie

Neutralinos und das  $B^{(1)}$  gehen keine direkte elektromagnetische Wechselwirkung ein. Allerdings erzeugen sie bei der Annihilation über einem Schleifenprozess direkt entweder zwei Photonen oder ein Photon und ein  $Z^0$ . Durch die Umkehrreaktion

$$\chi + \gamma \longrightarrow \chi + Z^0 \quad (9.1)$$

könnte sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung an den Neutralinos durch die Erzeugung von  $Z^0$  absorbiert werden.

Für ein ruhendes Neutralino ist diese Reaktion kinematisch möglich für

$$E_\gamma > m_{Z^0} + \frac{m_{Z^0}^2}{2m_\chi} \quad (9.2)$$

Je nach der Neutralinomasse und Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E)$  könnte sich dieser Prozess in einer Absorptionssignatur im Energiespektrum extragalaktischer TeV- $\gamma$ -Quellen bemerkbar machen.

Der Absorptionskoeffizient für eine  $\gamma$ -Quelle mit der Rotverschiebung  $z$  beträgt

$$\tau(E) = \frac{c}{H_0} \int_0^z dz' \cdot \frac{n(z') \cdot \sigma((1+z') \cdot E)}{(1+z') \sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z')^3 \Omega_M}} \quad (9.3)$$

Dabei beschreibt  $n(z) = (1+z)^3 \cdot n_0$  die Anzahldichte der Neutralinos. Des Weiteren wird hier mit  $\Omega_M = 0.3$  und  $\Omega_\Lambda = 0.7$  gerechnet. Es reicht zunächst aus, die größte Absorption  $\tau_{\max}$  abzuschätzen. Der Wirkungsquerschnitt wird dafür über einen Energiebereich als konstant angenommen.

$$\tau_{\max} = \frac{c \cdot n_0 \cdot \sigma_{\max}}{H_0} \underbrace{\int_0^z dz' \cdot \frac{(1+z')^2}{\sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z')^3 \Omega_M}}}_I \quad (9.4)$$

Für  $z = 0.05$  ergibt sich für das Integral  $I = 0.052$ , für  $z = 0.1$  ist  $I = 0.107$  und für  $z = 0.2$  ist  $I = 0.231$ . Als grobe Schätzung wird  $I \approx z$  verwendet, was im Rotverschiebungsbereich detektierter extragalaktischer TeV- $\gamma$ -Quellen  $I$  ausreichend gut beschreibt. Somit gilt

$$\tau_{\max} \approx \frac{c \cdot n_0 \cdot \sigma_{\max} \cdot z}{H_0} \quad (9.5)$$

Umgeformt ergibt das:

$$\begin{aligned} \sigma_{\max} &= \frac{\tau_{\max} H_0}{n_0 c z} \\ &= \frac{\tau_{\max} m_\chi H_0}{\varrho_0 c z} \\ &= 7 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \tau_{\max} \frac{m_\chi}{1 \text{ TeV}} z^{-1} \end{aligned} \quad (9.6)$$

mit  $\varrho_0 = 1 \text{ GeV m}^3$ . Die entferntesten nachgewiesenen TeV- $\gamma$ -Quellen besitzen eine Rotverschiebung in der Größenordnung von  $z = 0.1$ . Um eine Absorption der TeV- $\gamma$ -Strahlung nachzuweisen ( $\tau_{\max} \gtrsim 1$ ) müsste der Wirkungsquerschnitt der Reaktion bei  $\sigma_{\max} = 7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  liegen, was für diese Klasse der Reaktionen (Schleifenprozesse der schwachen Wechselwirkung) unrealistisch hoch wäre.



## Kapitel 10

# Zusammenfassung und Ausblick

Der Großteil der Materie im Universum ist wahrscheinlich nicht-baryonisch und besteht aus elektrisch neutralen Teilchen. Die Teilchen wechselwirken nicht direkt mit Photonen; man spricht daher von „dunkler Materie“. Bisher konnte die Existenz dieser Materie nur aufgrund ihrer Gravitation festgestellt werden. Die Frage nach ihrer Natur ist eine der größten ungelösten Fragestellungen der aktuellen kosmologischen Forschung. Um diese Frage zu beantworten, wird versucht, die dunkle Materie auch mit anderen Methoden aufgrund weiterer Wechselwirkungen nachzuweisen.

Besteht die dunkle Materie aus massiven Majoranateilchen, so werden in Regionen mit hoher Konzentration an dunkler Materie durch Selbstannihilation unter anderem Photonen erzeugt, deren Energieverteilung bis hinauf zur Ruheenergie der annihilierenden Teilchen reicht. Der am meisten in der Literatur diskutierte Kandidat für die dunkle Materie ist das Neutralino, welches in der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik postuliert wird. Ein weiterer Kandidat ist das  $B^{(1)}$ , welches von der Kaluza-Klein-Theorie vorhergesagt wird. Bei beiden handelt es sich um massive Majoranateilchen (Masse  $> 100$  GeV), die nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen.

In dieser Arbeit wurde anhand von Beobachtungen mit den H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskopen nach der sehr hochenergetischen  $\gamma$ -Strahlung aus Selbstannihilation dunkler Materie gesucht. Hierzu wurde für verschiedene nachgewiesene Quellen die Hypothese untersucht, ob Annihilation dunkler Materie die Strahlung erzeugt oder einen Beitrag zur gemessenen sehr hochenergetischen  $\gamma$ -Strahlung leistet.

Das Zentrum unserer Galaxie wurde als große Materieansammlung als vielversprechende Region zur Suche nach  $\gamma$ -Strahlung aus Annihilation vorgeschlagen. H.E.S.S. hat diese Region seit dem Jahr 2003 jährlich beobachtet. Es wurde sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung aus der Richtung des galaktischen Zentrums nachgewiesen. Die Ausdehnung der Quelle am Himmel ist kompatibel mit der Abbildungsfunktion.

Die Stärke des Signals ist zwar erklärbar, wenn die dunkle Materie ausreichend konzentriert im Zentrum ist; dagegen reicht das Spektrum der empfangenen Strahlung zu Photonenenergien  $> 20$  TeV. Teilchen der dunklen Materie mit diesen Massen wären erforderlich, sind aber aufgrund der Erkenntnisse von WMAP unwahrscheinlich (der be-

vorzugte Massenbereich liegt zwischen 0.1 und 1 TeV). Auch die Form des gemessenen Spektrum ist nicht kompatibel mit der Krümmung in den erwarteten Spektren aus der Annihilation dunkler Materie.

Des Weiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht, welche Aussagen unter der Hypothese getroffen werden können, dass nur ein Teil der gemessenen Strahlung aus Annihilation dunkler Materie stammt. Es konnten obere Schranken für die Signalstärke aus Annihilation ermittelt werden, die in Grenzen für den Wirkungsquerschnitt der Annihilation oder für das Dichteprofil umgerechnet werden können, wenn man Annahmen über die jeweils andere Größe macht. Unter der Annahme eines NFW-Profiles kann weder ein Parametersatz aus der Supersymmetrie noch aus der Kaluza-Klein-Theorie ausgeschlossen werden. Allerdings kann für fast alle betrachteten Neutralinomassen und alle untersuchten  $B^{(1)}$ -Massen ausgeschlossen werden, dass die Dichte einem Moore-Profil folgt.

In kosmologischen  $N$ -Körper-Simulationen zeigte sich in galaktischen Halos eine Vielzahl an kleineren Materieanhäufungen, sogenannte Subhalos oder Klumpen. Die Anzahl dieser Klumpen in Simulationen überschreitet die Anzahl der beobachteten Subhalos (Kugelsternhaufen und Zwerggalaxien) um 1 bis 2 Größenordnungen. Ein Vorschlag diese Diskrepanz zu erklären ist, dass in den meisten Klumpen keine Sterne gebildet wurden und sie somit unsichtbar bleiben. Ein solcher Klumpen, der ausschließlich aus dunkler Materie besteht, könnte sich durch Annihilationsstrahlung ausschließlich im Spektralbereich der  $\gamma$ -Strahlung bemerkbar machen.

Anhand einer Monte-Carlo-Simulation wurde untersucht, wie wahrscheinlich es ist, mit einer gezielten Suche Klumpen (sofern diese existieren) dunkler Materie über den Nachweis sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung zu identifizieren. Eine solche Suche – eine gezielte Durchmusterung eines Himmelsstreifens parallel zur galaktischen Ebene – würde sehr viel Zeit in Anspruch nehmen und der Erwartungswert der nachweisbaren Klumpen ist sehr gering. Unter der Annahme, dass ein Klumpen nachweisbar ist, wenn sein Fluss größer als 1% des Krebsnebelflusses ist, ist der Erwartungswert der Anzahl der nachweisbaren Klumpen für alle untersuchten Profile kleiner als eins. Mit H.E.S.S. wäre diese Sensitivität nach etwa 25 Stunden Beobachtungszeit pro Gesichtsfeld erreicht, die Anzahl der benötigten Himmelsfelder würde die erforderliche Beobachtungszeit aber stark erhöhen. Die Wahrscheinlichkeit Klumpen zu finden steigt zwar für zukünftige Experimente, wenn man als Nachweisschwelle 0.1% des Krebsnebelflusses annimmt, dennoch bleibt die Anzahl der nachweisbaren Klumpen gering. Das optimistischste Modell von Klumpen mit einem Moore-Profil und einer Neutralino-Masse von 500 GeV ergibt einen Erwartungswert von etwa 31 nachweisbaren Klumpen im Suchstreifen.

Ob ein Klumpen nachweisbar ist, hängt sehr stark von seinem Dichteprofil ab. Schwarze Löcher in der mittleren Massenkategorie ( $10^2 M_\odot$  -  $10^4 M_\odot$ ) könnten dunkle Materie an sich binden. Das resultierende Dichteprofil kann dabei abhängig von der Entstehungsgeschichte des schwarzen Loches sehr konzentriert sein; konzentrierter als ein Moore-Profil [BZS05]. Mit einer Durchmusterung des Himmels mittels Instrumenten mit einem großen Gesichtsfeld (z.B. GLAST) und gezielten Nachbeobachtungen könnten solche Klumpen in Zukunft nachgewiesen werden.

Das Objekt HESS J1303-631 ist eine Quelle sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung ohne bekanntes Gegenstück in Beobachtungen anderer Wellenlängen. Es wurde die Hypothese untersucht, ob es sich um einen Klumpen dunkler Materie handeln könnte. Die gemessene spektrale Energieverteilung wird durch die Erwartungen aus Annihilationsstrahlung nicht ausreichend gut beschrieben. Des Weiteren wurden Photonen mit einer Energie bis zu  $> 30$  TeV registriert. Da es sich um eine ausgedehnte Quelle handelt, konnten auch Studien über das Dichteprofil gemacht werden. Das angepasste Dichteprofil passt nicht zu Vorhersagen aus  $N$ -Körper-Simulationen. Während die Vorhersagen eine hohe Dichte im Zentrum bevorzugen, zeigt das angepasste Profil eher eine Abnahme der Dichte zum Zentrum hin bzw. bevorzugt eine schalenartige Emissionsstruktur. Anhand dieser Ergebnisse kann es als unwahrscheinlich angesehen werden, dass es sich bei HESS J1303 um einen Klumpen dunkler Materie handelt.

Von der Radiogalaxie M87 wurde sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung zeitlich variabler Intensität gemessen. Die Variabilität schließt Annihilation dunkler Materie als ausschließlichen Entstehungsmechanismus des Signals aus. Analog zu den Untersuchungen zum galaktischen Zentrum wurden Grenzen für den Wirkungsquerschnitt der Annihilation berechnet unter Annahmen eines Dichteprofiles. Die Grenzen liegen um etwa 2 Größenordnungen über den Vorhersagen der Supersymmetrie oder der Kaluza-Klein-Theorie.

Da die betrachteten Kandidaten der dunklen Materie über Schleifenprozesse durchaus auch Photonen direkt produzieren können, findet doch eine sehr schwache Wechselwirkung mit Photonen statt. Bei einer möglichen Wechselwirkung würde ein sehr hochenergetisches Photon mit einer Energie größer als  $m_{Z^0} + m_{Z^0}^2/2m_{\text{DM}}$  unter Emission eines  $Z^0$  absorbiert werden, was eine Signatur im Spektrum weit entfernter extragalaktischer Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung verursachen könnte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausgerechnet, dass diese Signatur um viele Größenordnungen zu schwach für einen Nachweis wäre.

Die Möglichkeiten der indirekten Suche nach dunkler Materie mittels sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung sind nicht erschöpft. Als Beobachtungsobjekte kommen noch Zwerggalaxien aufgrund ihres hohen Verhältnisses von Masse und Leuchtkraft und Kugelsternhaufen in Frage. Auch mit der steigenden Empfindlichkeit der zukünftigen Instrumente sind bereits untersuchte Quellen weiter lohnende Ziele. Die Einschränkungen, die bei Beobachtungen des galaktischen Zentrums gewonnen wurden, können mit zunehmender Sensitivität weiter gesenkt werden.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>] G. J. Alner et al. First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: a two phase xenon detector for dark matter detection. arXiv:astro-ph/0701858.
- [A<sup>+</sup>99] D. S. Akerib et al. Preliminary Limits on the WIMP-Nucleon Cross Section from the Cryogenic Dark Matter Search (CDMS). *Nuclear Physics Proceedings Supplements*, 70:64, 1999. arXiv:astro-ph/9712343.
- [A<sup>+</sup>03a] F. Aharonian et al. (HEGRA Collaboration) Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter? *Astronomy and Astrophysics*, 403:L1, 2003. arXiv:astro-ph/0302155.
- [A<sup>+</sup>03b] B. Ahmed et al. The NAIAD experiment for WIMP searches at Boulby mine and recent results. *Astroparticle Physics*, 19:691, 2003. arXiv:hep-ex/0301039.
- [A<sup>+</sup>04a] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector. *Astroparticle Physics*, 22(2):109, 2004. arXiv:astro-ph/0408145.
- [A<sup>+</sup>04b] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A\*. *Astronomy and Astrophysics*, 425:L13, 2004. arXiv:astro-ph/0408145.
- [A<sup>+</sup>04c] G. Angloher et al. Cresst-II: dark matter search with scintillating absorbers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 520:108, 2004.
- [A<sup>+</sup>05a] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) H.E.S.S. Observations of PKS 2155-304. *Astronomy and Astrophysics*, 430:865, 2005. arXiv:astro-ph/0411582.
- [A<sup>+</sup>05b] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1. *Astronomy and Astrophysics*, 432(2):L25, 2005. arXiv:astro-ph/0501265.

- [A<sup>+</sup>05c] G. J. Alner et al. First limits on nuclear recoil events from the ZEPLIN I galactic dark matter detector. *Astroparticle Physics*, 23(5):444, 2005.
- [A<sup>+</sup>06a] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) Discovery of very-high-energy  $\gamma$ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature*, 439:695, 2006. arXiv:astro-ph/0603021.
- [A<sup>+</sup>06b] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) Fast variability of tera-electron volt  $\gamma$ -rays from the radio galaxy M87. *Science*, 314:1424, 2006. arXiv:astro-ph/0612016
- [A<sup>+</sup>06c] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) H.E.S.S. observations of the Galactic Center and their possible Dark Matter Interpretation. *Physical Review Letters*, 97(22):221102, 2006. arXiv:astro-ph/0610509.
- [A<sup>+</sup>06d] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S. *Astronomy and Astrophysics*, 457(3):899, 2006. arXiv:astro-ph/0607333.
- [A<sup>+</sup>06e] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *The Astrophysical Journal*, 636(2):777, 2006. arXiv:astro-ph/0510397.
- [A<sup>+</sup>07] D. Y. Akimov et al. The ZEPLIN-III dark matter detector: Instrument design, manufacture and commissioning. *Astroparticle Physics*, 27(1):46, 2007. arXiv:astro-ph/0605500.
- [ABO04] R. Aloisio, P. Blasi, und A. V. Olinto. Gamma-Ray Constraints on Neutralino Dark Matter Clumps in the Galactic Halo. *The Astrophysical Journal*, 601:47, 2004. arXiv:astro-ph/0206036.
- [AN05] F. Aharonian und A. Neronov. High-Energy Gamma Rays from the Massive Black Hole in the Galactic Center. *The Astrophysical Journal*, 619(1):306, 2005. arXiv:astro-ph/0408303.
- [B<sup>+</sup>] R. Bernabei et al. DAMA/NaI results. arXiv:astro-ph/0405282.
- [B<sup>+</sup>97] S. W. Barwick et al. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction From 1 to 50 GeV. *Astrophysical Journal*, 482:L191, 1997. arXiv:astro-ph/9703192.
- [B<sup>+</sup>03] C. L. Bennett et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. *Astrophysical Journal Supplement*, 148(1), 2003. arXiv:astro-ph/0302207.
- [B<sup>+</sup>05] L. Bergström et al. Gamma Rays from Kaluza-Klein Dark Matter. *Physical Review Letters*, 94(13):131301, 2005. arXiv:astro-ph/0410359.

- [BBS91] K. G. Begeman, A. H. Broeils, und R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies - dark halos and modified dynamics. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 249:523, 1991.
- [BBS<sup>+</sup>00] E. Baltz, C. Briot, P. Salati, R. Taillet, und J. Silk. Detection of neutralino annihilation photons from external galaxies. *Physical Review D*, 61:023514, 2000. arXiv:astro-ph/9909112.
- [Bei06] M. Beilicke. *Entdeckung einer unidentifizierten, ausgedehnten TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 und Bestätigung der Radiogalaxie M 87 als TeV- $\gamma$ -Quelle mit den H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskopen*. Dissertation, Universität Hamburg, 2006.
- [Ber00] L. Bergström. Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods. *Reports of Progress in Physics*, 63:793, 2000. arXiv:hep-ph/0002126.
- [BH05] E. Baltz und D. Hooper. Kaluza Klein dark matter, electrons and gamma-ray telescopes. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 7:1, 2005. arXiv:hep-ph/0411053.
- [BHS05] G. Bertone, D. Hooper, und J. Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405:279, 2005. arXiv:hep-ph/0404175.
- [BUB98] L. Bergström, P. Ullio, und James H. Buckley. Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astroparticle Physics*, 9(2):137, 1998. arXiv:astro-ph/9712318.
- [BZS05] G. Bertone, A. Zentner, und J. Silk. New signature of dark matter annihilations: Gamma rays from intermediate-mass black holes. *Physical Review D*, 72(10):103517, 2005. arXiv:astro-ph/0509565.
- [C<sup>+</sup>] D. Clowe et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, 684(2):L109, 2006. arXiv:astro-ph/0608407.
- [C<sup>+</sup>01] S. Coutu et al. Positron Measurements with the Heat-Pbar Instrument. In *Proceedings of the 27th international cosmic ray conference*, volume 5, page 1687, 2001.
- [Chi02] M. Chiba. Probing Dark Matter Substructure in Lens Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 565(1):17, 2002. arXiv:astro-ph/0109499.
- [Cor06] R. Cornils. *Justierung und Abbildungsfunktion der H.E.S.S.-Reflektoren sowie Untersuchung der ultraleuchtkräftigen Infrarot-Galaxie Arp 220 mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem*. Dissertation, Universität Hamburg, 2006.
- [D<sup>+</sup>97] A. Daum et al. (HEGRA Collaboration) First results on the performance of the HEGRA IACT array. *Astroparticle Physics*, 8:1, 1997. arXiv:astro-ph/9704098.

- [DC57] J. M. Davies und E. S. Cotton. Design of the Quartermaster Solar Furnace. *Journal of Solar Energy*, 1:16, 1957.
- [DF] S. Di Falco. Indirect dark matter search with AMS-02. arXiv:astro-ph/0607100.
- [dN03] M. de Naurois. Application of an Analysis Method Based on a Semi-Analytical Shower Model to the First H.E.S.S. Telescope. In *Proceedings of the 28th international cosmic ray conference*, page 2007, 2003.
- [Duf] M. J. Duff. Kaluza-Klein theory in perspective. arXiv:hep-th/9410046.
- [E<sup>+</sup>03] J. Ellis et al. Supersymmetric dark matter in light of WMAP. *Physics Letters B*, 565:176, 2003. arXiv:hep-ph/0303043.
- [F<sup>+</sup>04] S. Funk et al. The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. *Astroparticle Physics*, 22(3-4):285, 2004. arXiv:astro-ph/0408375.
- [FC98] G. Feldman und R. D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57(7):3873, 1998. arXiv:physics/9711021.
- [Fil] A. V. Filippenko. Evidence from Type Ia Supernovae for an Accelerating Universe and Dark Energy. arXiv:astro-ph/0307139.
- [FPS04] N. Fornengo, L. Pieri, und S. Scopel. Neutralino annihilation into  $\gamma$  rays in the Milky Way and in external galaxies. *Physical Review D*, 70(10):103529, 2004. arXiv:hep-ph/0407342.
- [G<sup>+</sup>04] P. Gondolo et al. DarkSUSY: computing supersymmetric dark matter properties numerically. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, (7):8, 2004. arXiv:astro-ph/0406204.
- [GK90] K. Griest und M. Kamionkowski. Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles. *Physical Review Letters*, 64(6), 1990.
- [GMF] R. Gaitskell, V. Mandic, and J. Filippini. <http://dendera.berkeley.edu/plotter/entryform.html>.
- [Gö98] N. Götting. Monte-Carlo-Simulationen für Systeme großflächiger Cherenkovteleskope mit hochauflösenden Kameras. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1998.
- [GS99] P. Gondolo und J. Silk. Dark Matter Annihilation at the Galactic Center. *Physical Review Letters*, 83(9):1719, 1999. arXiv:astro-ph/9906391.
- [H<sup>+</sup>99] W. Hofmann et al. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, 12(3):135, 1999. arXiv:astro-ph/9904234.



- [Hei54] W. Heitler. *Quantum Theory of Radiation*. Oxford, 1954.
- [Her90] L. Hernquist. An analytical model for spherical galaxies and bulges. *The Astrophysical Journal*, 356:359, 1990. arXiv:astro-ph/9605029.
- [Hil85] A. M. Hillas. Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei. In *Proceedings of the 19th international cosmic ray conference*, volume 3, page 445, 1985.
- [H<sup>+</sup>03] E. Hayashi et al. The Structural Evolution of Substructure. *The Astrophysical Journal*, 584(2):541, 2003. arXiv:astro-ph/0203004.
- [Hor00] D. Horns. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, Universität Hamburg, 2000.
- [Hor04] D. Horns. TeV  $\gamma$ -radiation from Dark Matter annihilation in the Galactic center. *Physics Letters B*, 607(3-4):225, 2005. arXiv:astro-ph/0408192.
- [Hub] Hubble Space Telescope. <http://hubblesite.org/>.
- [I<sup>+</sup>02] I. G. Irastorza et al. Present status of IGEX dark matter search at Canfranc Underground Laboratory. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 110:55, 2002. arXiv:hep-ex/0111073.
- [JKG96] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Report*, 267:195, 1996. arXiv:hep-ph/9506380.
- [Kal21] T. Kaluza. Zum Unitätsproblem der Physik. *Sitzungsbericht der Preussischen Akademie der Wissenschaften*, Phys.-Math. Klasse:966, 1921.
- [K<sup>+</sup>07] K. Kosack et al. H.E.S.S. VHE Gamma-ray sources without identified counterparts. In *Proceedings of the 30th international cosmic ray conference*, 2007.
- [KK<sup>+</sup>03] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. First results from the HDMS experiment in the final setup. *Astroparticle Physics*, 18(5):525, 2003. arXiv:hep-ph/0206151.
- [KKZ97] H.V. Klapdor-Kleingrothaus und K. Zuber. *Teilchenastrophysik*. Teubner-Verlag, 1997.
- [Kle26] O. Klein. Quanten-Theorie und 5-dimensionale Relativitätstheorie. *Zeitschrift für Physik*, 37:895, 1926.
- [KS97] H. Kalka und G. Soff. *Supersymmetrie*. Teubner, 1997.

- [LGDT06] M. Lemoine-Goumand, B. Degrange, und M. Tluczykont. Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 25:195, 2006. arXiv:astro-ph/0601373.
- [LM83] T. Li und Y. Q. Ma. Analysis Methods for results in Gamma-Ray Astronomy. *The Astrophysical Journal*, 272:317, 1983.
- [MGG<sup>+</sup>99] B. Moore, S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. Quinn, und J. Stadel. Dark Matter Substructure within Galactic Halos. *The Astrophysical Journal*, 524:L19, 1999.
- [Mil83] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *The Astrophysical Journal*, 270:365, 1983.
- [MM03] L. M. Moustakas und R. B. Metcalf. Detecting dark matter substructure spectroscopically in strong gravitational lenses. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 339(3):607, 2003. arXiv:astro-ph/0206167.
- [NFW96] J. F. Navarro, C. S. Frenk, und S. D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *The Astrophysical Journal*, 462:563, 1996. arXiv:astro-ph/9508025.
- [P<sup>+</sup>] P. Popowski et al. Recent Microlensing Results from the MACHO Project. arXiv:astro-ph/0304464.
- [P<sup>+</sup>07] P. Picozza et al. PAMELA A payload for antimatter matter exploration and light-nuclei astrophysics. *Astroparticle Physics*, 27(4):296, 2007.
- [PU04] S. Profumo und P. Ullio. The role of antimatter searches in the hunt for supersymmetric dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 7:6, 2004. arXiv:astro-ph/0406018.
- [QKE96] T. Quinn, N. Katz, und G. Efstathiou. Photoionization and the formation of dwarf galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 278(4):L49, 1996. arXiv:astro-ph/9509128.
- [Rau07] M. Raue. New limits on the extragalactic background light from the spectra of all known tev blazars and the discovery of the extended vhe source hess j1023-575 and the tev blazar 1es 0347-121, 2007.
- [Rol05] L. Rolland. *Etalonnage des cameras de l'experience d'astronomie  $\gamma$  H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-dela de 100 GeV*. Dissertation, Universite Paris, 2005.
- [Row03] G. Rowell. A new template background estimate for source searching in TeV gamma-ray astronomy. *Astronomy and Astrophysics*, 410:389, 2003. arXiv:astro-ph/0310025.

- [S<sup>+</sup>05] V. Sanglard et al. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors. *Physical Review D*, 71:122002, 2005. arXiv:astro-ph/0503265.
- [SE<sup>+</sup>01] T. Sjöstrand, P Edén, et al. High-energy-physics event generation with Pythia 6.1. *Computer Physics Communications*, 135(2):238, 2001. arXiv:hep-ph/0010017.
- [SFW06] V. Springel, C. S. Frenk, und S. D. M White. The large-scale structure of the Universe. *Nature*, 440:1137, 2006. arXiv:astro-ph/0604561.
- [ST03] G. Servant und T. Tait. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate? *Nuclear Physics B*, 650(1-2):391, 2003. arXiv:hep-ph/0206071.
- [T<sup>+</sup>] P. Tisserand et al. Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. arXiv:astro-ph/0607207.
- [Tlu03] M. Tluczykont. *Beobachtung und Nachweis von Aktiven Galaktischen Kernen und Suche nach Galaktischen Objekten im TeV-Energiebereich mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen sowie Modellierung eines Photonspektrums durch Zerfall neutraler Pionen aus schockbeschleunigten Hadronen*. Dissertation, Universität Hamburg, 2003.
- [TO02] A. Tasitsiomi und A. V. Olinto. Detectability of neutralino clumps via atmospheric Cherenkov telescopes. *Physical Review D*, 66(8):083006, 2002. arXiv:astro-ph/0206040.
- [Tsa93] J. C. Tsai. The dark matter distribution of M87 and NGC 1399. *Astrophysical Journal Letters*, 413(2):L59, 1993.
- [U<sup>+</sup>02] A. Udalski et al. The Optical Gravitational Lensing Experiment. Search for Planetary and Low-Luminosity Object Transits in the Galactic Disk. Results of 2001 Campaign. *Acta Astronomica*, 52:115, 2002. arXiv:astro-ph/0207133.
- [UZK01] P. Ullio, H. Zhao, und M. Kamionkowski. Dark-matter spike at the galactic center? *Physical Review D*, 64(4):043504, 2001. arXiv:astro-ph/0101481.
- [V<sup>+</sup>91] G. Vacanti et al. Gamma-ray observations of the Crab Nebula at TeV energies. *The Astrophysical Journal*, 377:467, 1991.
- [WFD83] S. D. M. White, C. S. Frenk, und M. Davis. Clustering in a neutrino-dominated universe. *Astrophysical Journal Letters*, 274:L1, 1983.
- [Y<sup>+</sup>04] T. Yoshida et al. BESS-Polar experiment. *Advances in Space Research*, 33(10):1755, 2004.

- [Y<sup>+</sup>06] W.-M. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1, 2006.
- [Zha96] H. Zhao. Analytical models for galactic nuclei. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 278:488, 1996. arXiv:astro-ph/9509122.
- [Zha97] H. Zhao. Analytical dynamical models for double power-law galactic nuclei. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 287:525, 1997.
- [Zwi33] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110, 1933.

# Danksagung

Für die gute und freundliche Betreuung und Förderung während der letzten Jahre möchte ich mich zuerst herzlich bei Prof. Dr. Götz Heinzelmann bedanken. Die Möglichkeit den Aufbau und Betrieb des H.E.S.S.-Experiments direkt miterleben zu können war eine Erfahrung, an die ich mich sicher immer wieder gerne erinnern werde.

Für hervorragende Zusammenarbeit und die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre in der Hamburger Gruppe danke ich (in alphabetische Reihenfolge) Matthias Beilicke, René Cornils, Niels Götting, Dieter Horns, Benjamin Kahle, Hubert Lampeitl, Daniel Mazine, Margherita Milite, Alexander Petz, Martin Raue, Jan Robrade, André Röhring, Björn Schiricke und Martin Thuczykont.

Für das Lesen von Entwürfen dieser Arbeit und hilfreichen Verbesserungsvorschlägen danke ich Matthias Beilicke, Niels Götting, Mira Krämer, Axel Probstmeyer und Martin Raue.

Während der letzten Jahre war ich mehrmals auch direkt beim Experiment, sei es, um eine Messschicht für einen Monat zu absolvieren oder um technische Arbeiten zu erledigen. Diese Reisen haben mir immer sehr gefallen, was auch viel an den anderen Beteiligten der H.E.S.S.-Kollaboration lag, mit denen ich die Zeit dort verbracht habe. Insbesondere sollen hier Toni Hanke, Maveipi Kandjii und Eben Tjingaete genannt werden, die vor Ort stets Hilfe bei Problemen aller Art geleistet haben.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) sowie durch das Sonderforschungsprojekt „Teilchen, Strings und frühes Universum: Struktur und Materie und Raum-Zeit“ (676) der Deutschen Forschungsgesellschaft gefördert.