

# Optimierung der Suchstrategie für Dunkle Materie aus dem Galaktischen Zentrum

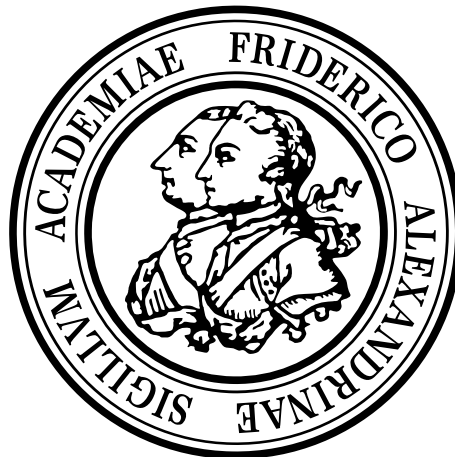
## Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von

**Niklas Römmelt**

Tag der Abgabe: 23.02.2015

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut  
Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg



1. Gutachter: Prof. Dr. Christopher van Eldik
2. Gutachter: Prof. Dr. Uli Katz

## Zusammenfassung

Die Suche nach Gammastrahlung aus der Annihilation Dunkler Materie im Galaktischen Zentrum gilt als eine vielversprechende Methode für deren Entdeckung. Cherenkov Teleskope eignen sich hierfür besonders, jedoch ist eine benötigte bessere Sensitivität nur mit hohem finanziellem und technologischem Aufwand zu erzielen. Deshalb bietet es sich an, die Messbedingungen und Suchstrategien zu optimieren. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Optimierung einer dieser Suchstrategien für das künftige Teleskop CTA über die Wahl zweier Parameter: Der Größe der beobachteten Region und der damit in Zusammenhang stehenden Pointing Position des Teleskops. Dies wurde mit der Simulation einer Messung bewerkstelligt, an die daraufhin ein Maximum-Likelihood Fit zur Bestimmung des, mit der Geschwindigkeit gewichteten, Annihilationswirkungsquerschnitts angewendet wurde. So konnten verschiedene *upper limits* an Wirkungsquerschnitt für verschiedene Suchstrategien bestimmt werden. Es stellte sich heraus, dass im Rahmen des Gesichtsfeldes von CTA eine möglichst große zu beobachtende Region die beste Wahl darstellt.

## Abstract

The search for gamma-rays from the annihilation of Dark Matter in the galactic center is believed to be a promising method for its detection. What works particularly well for this purpose are the Cherenkov telescopes though the need for better sensitivity can only be accomplished with large financial expenses and great technological effort. Therefore a good solution appears to be the optimization of measurement conditions and search strategies. This paper deals with the optimization of one of these search strategies for the prospective CTA telescope via the choice of two parameters: the size of the search region and the telescope's pointing position. This was achieved with the simulation of a measurement on which thereupon a Maximum-Likelihood Fit for the determination of the velocity-weighted annihilation cross-section was applied. Thus, different upper limits on the cross-section for different search strategies were determined. It turned out that the best choice within the scope of the field of view of CTA is the largest possible search region.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>I</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Dunkle Materie . . . . .	3
2.2 Gamma-Astronomie mit Cherenkov Teleskopen . . . . .	3
2.3 Untergrund . . . . .	4
2.4 Differentieller Photonenfluss . . . . .	5
2.5 Dunkle Materie Verteilung in Galaxien . . . . .	5
2.6 Spektrum der Photonen . . . . .	6
<b>3 Methodik</b>	<b>10</b>
3.1 Untergrund Subtraktion . . . . .	10
3.2 Berechnung des J-Faktors . . . . .	11
3.3 Simulation der Zählrate . . . . .	16
3.4 Fit eines Annihilation-Modells . . . . .	16
<b>4 Ergebnisse</b>	<b>19</b>
4.1 Fit über die Teilchenmasse . . . . .	19
4.2 Einfluss der Punktquellengröße . . . . .	20
4.3 Optimierung der Messbedingungen . . . . .	21
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>25</b>

# 1 Einleitung

Dunkle Materie gilt als eines der größten astrophysikalischen Rätsel unserer Zeit. Hinweise für ihre Existenz gibt es schon seit 1933, als festgestellt wurde, dass der COMA Galaxienhaufen nicht aufgrund der gravitativen Wechselwirkung der leuchtenden Materie zusammengehalten werden kann (Zwicky (1933)). Auch die Rotationskurve der Andromeda Galaxie ließ mit zu hohen Geschwindigkeiten in den äußeren Regionen schon früh auf eine fehlende Masse schließen (Babcock (1939)). Denn nach den Keplerschen Gesetzen gilt für die Rotationsgeschwindigkeit  $v$  in einer Galaxie

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

mit der Gravitationskonstante  $G$  und der Masse  $M$  innerhalb eines Radius  $r$  um das Zentrum der Galaxie. Die Geschwindigkeit wird über den Doppler-Effekt an charakteristischen Spektrallinien des Lichts gemessen. Ein Beispiel einer solchen Messung zeigt Abbildung 1. Hier ist die Rotationsgeschwindigkeit über den Abstand zu dem Zentrum der Galaxie NGC 6503 aufgetragen und dazu die jeweiligen Beiträge aus den Massen des vorhandenen Gases und der Galaktischen Scheibe. Da die mit diesen Massen erreichbaren Geschwindigkeiten nicht mit den Messungen übereinstimmen, wurde ein weiterer Beitrag dargestellt. Dieser ist der der Dunklen Materie, hier mit halo deklariert.

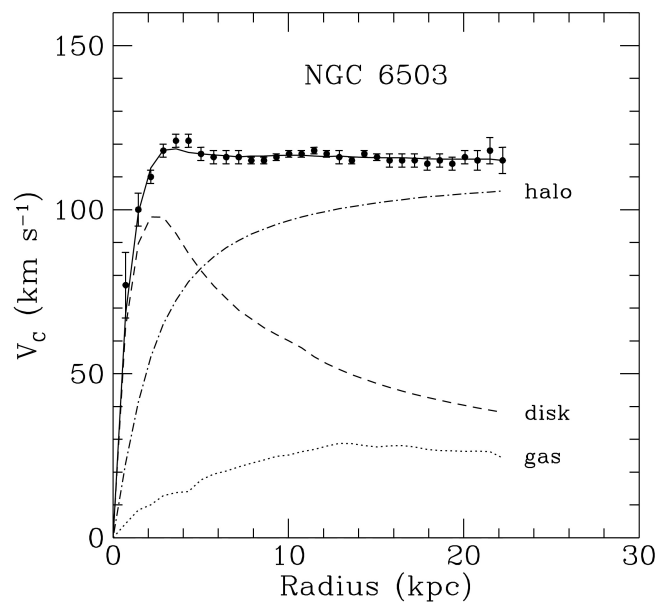


Abbildung 1: Rotationskurve (Volllinie) von NGC 6503 und die jeweiligen Beiträge von Gas (Punktlinie), Galaktischer Scheibe (Strichlinie) und Dunkler Materie (Strichpunktlinie) (Begeman et al. (1991)).

Neuere Nachweise wie eine Untersuchung des Bullet-Clusters (Clowe et al. (2006)) verwenden den Gravitationslinseneffekt, der die aus der Relativitätstheorie resultie-

rende Ablenkung von Licht durch den Einfluss von Gravitation beschreibt. Dieser bewirkt, dass die Quelle des Lichts auf der Erde mehrfach beobachtet werden kann. In Abbildung 2 wird dies Schematisch illustriert.

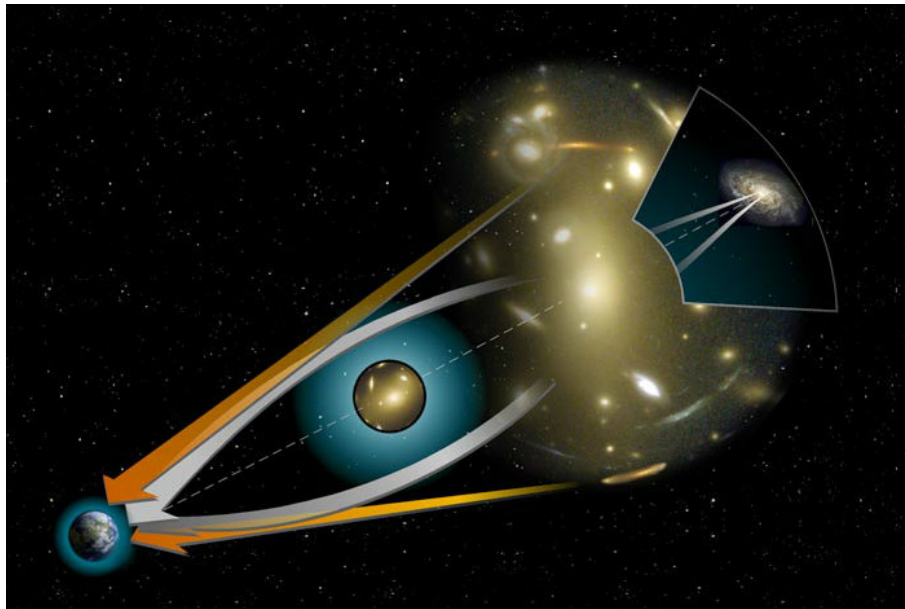


Abbildung 2: Darstellung des Gravitationslinseneffekts. Die grauen Pfeile zeigen Licht von der gleichen Quelle, dass an einem massiven Objekt abgelenkt und auf der Erde als von zwei verschiedenen Quellen stammendes Licht wahrgenommen wird. (Image credit: NASA, ESA; J. Richard, CRAL; and J.-P. Kneib, LAM)

Diese Hinweise werfen natürlich die Frage auf, um was es sich bei dieser Dunklen Materie handelt. Doch da alle bisherigen Nachweise sich nur auf die gravitative Wechselwirkung von Dunkler Materie beschränken, sind neue, direktere Nachweise nötig. Diese Arbeit behandelt den Nachweis von Gammastrahlung, entstanden bei einer möglichen Annihilation Dunkler Materie Teilchen, mit Hilfe von Cherenkov Teleskopen. Ein vielversprechendes Beobachtungsziel, auf dem auch der Fokus dieser Arbeit liegt, ist hierbei das Galaktische Zentrum, da hier eine sehr große Dunkle Materie Dichte (siehe 2.5) angenommen wird. Eine solche Observation wurde bereits mit dem Cherenkov Teleskop H.E.S.S. durchgeführt (Abramowski et al. (2011)). Hierbei konnten jedoch nur *upper limits* für einen mögliche Annihilationswirkungsquerschnitt bestimmt werden, also Grenzwerte, über die hinaus eine Entdeckung möglich gewesen wäre. Betrachtet man diese Arbeit, so fällt die unstetige Wahl der Pointing Position, also der Ort, auf den die Blickrichtung des Teleskops ausgerichtet ist, auf. Diese hat aber einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Sensitivität der Messung. Deshalb soll in dieser Arbeit, mit Hilfe einer simulierten Messung von Gammastrahlung aus der Annihilation Dunkler Materie im Galaktischen Zentrum mit einem Cherenkov Teleskop, versucht werden, die Wahl der Pointing Position und die damit in Verbindung stehende Größe der untersuchten Region zu optimieren.

## 2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in das Gebiet der Dunklen Materie und beschäftigt sich genauer mit den theoretischen Grundlagen zur Detektion von Dunkler Materie mit Gammastrahlung.

### 2.1 Dunkle Materie

Trotz der in Kapitel 1 genannten Hinweise für die Existenz Dunkler Materie, wissen wir nur wenig über deren Beschaffenheit. Aktuelle Theorien gehen von einer kalten, also nicht relativistischen, Dunklen Materie aus Teilchen jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik aus. Kandidaten dafür gibt es viele, wie beispielsweise das aus der Supersymmetrie stammende Neutralino oder das Kaluza-Klein Teilchen, das in einer Erweiterung des Standardmodells um zusätzliche Dimensionen auftritt (Bergström (2009)). Für den Nachweis eines solchen Teilchens sind drei Prozesse von grundlegender Bedeutung:

- Die Annihilation zweier Dunkle Materie Teilchen in Standardmodell Teilchen
- Der Zerfall eines Dunkle Materie Teilchens in Standardmodell Teilchen
- Die elastische Streuung von Dunkle Materie Teilchen an Standardmodell Teilchen.

Allerdings treten diese Prozesse nicht zwangsläufig auf. So wird ein stabiles Teilchen nicht zerfallen, und Streuung und Annihilation können stark unterdrückt sein. Den Nachweis über Annihilation oder Zerfall nennt man indirekte Detektion. Da die Häufigkeit mit der ein solcher Prozess auftritt, stark von der vorherrschenden Anzahl der Dunklen Materie Teilchen abhängt, lohnt es sich an Orten mit hoher Dunkler Materie Dichte hiernach zu suchen. Man vermutet, dass die Zentren von Galaxien solche Orte sind (siehe Kapitel 2.5). Deshalb gilt das Zentrum der Milchstraße als gutes Ziele für eine derartige Suche.

Zerfällt oder annihiliert ein Teilchen in der beobachteten Region, so kann dies durch hierbei produzierte Photonen, Neutrinos oder geladene kosmische Strahlung auf der Erde nachgewiesen werden. Geladene Teilchen werden aber von Galaktischen Magnetfeldern abgelenkt, sodass deren Ursprung nicht genau bestimmt werden kann. Neutrinos hingegen sind schwer zu detektieren, da die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung mit Materie nur gering ist.

### 2.2 Gamma-Astronomie mit Cherenkov Teleskopen

Die Gamma-Astronomie beschäftigt sich mit hochenergetischer kosmischer Gammastrahlung. Überschreitet die Energie der Photonen aber eine gewisse Größe, werden

sie von der Atmosphäre abgeschirmt und sind nicht mehr direkt auf dem Boden nachweisbar. Eine direkte Detektion ist also nur aus dem Weltraum möglich. Eine zweite Methode ist aber der indirekte Nachweis dieser Strahlung über den, bei dem Auftreffen der Photonen auf die Atmosphäre entstehenden, elektromagnetischen Teilchenschauer aus Elektronen, Positronen und Photonen. Aufgrund der großen Energie sind die hierbei entstehenden Teilchen schneller als Licht in dem vorherrschenden Medium Luft und emittieren deshalb Cherenkov Licht. Dieses Licht kann dann von Teleskopen detektiert werden. Ein solches Teleskop nennt man *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope* kurz IACT. Mit Hilfe der Aufnahmen der Schauer kann dann die Richtung und Energie der ursprünglichen Photonen rekonstruiert werden.

Die für diese Arbeit wesentlichen Teleskope sind das *High Energy Stereoscopic System* (H.E.S.S.), bestehend aus vier 12 Meter Cherenkov Teleskopen und einem 28 Meter Teleskop, dessen Suche nach Dunkler Materie im Galaktischen Zentrum (Abramowski et al. (2011)) hier als Referenz dient, und das sich in der Planungsphase befindende *Cherenkov Telescope Array* (CTA), dessen Eigenschaften für die Optimierung berücksichtigt werden. CTA soll aus zwei großen Teleskoparrays bestehen, einem für die nördliche und einem für die südliche Hemisphäre. Diese Arrays bestehen aus 3 verschiedenen Typen von Teleskopen, um eine möglichst große Energiebandbreite abzudecken:

- Den LSTs für Energien kleiner als 100 GeV mit einem Durchmesser von 24 Metern.
- Den MSTs für Energien zwischen 100 GeV und 10 TeV mit einem Durchmesser von 10-15 Metern.
- Den SSTs für Energien über 10 TeV mit einem Durchmesser von 4-6 Metern.

Dabei soll CTA die Sensitivität bisheriger Teleskope um mindestens eine Größenordnung übertreffen.

## 2.3 Untergrund

Es gibt verschiedene Arten von Untergrund bei Messung von Gammastrahlung aus der Annihilation Dunkler Materie von dem Galaktischen Zentrum mit Cherenkov Teleskopen. Zum einen den für diese Art von Teleskop typische astrophysikalische Untergrund, also Cherenkov Licht das durch geladene kosmische Strahlung und deren in der Atmosphäre ausgelösten Teilchenschauer entsteht. Dieser Untergrund kann teilweise durch Analyse der Einzelereignisse ausgeschlossen werden. So verursachen beispielsweise Myonen nur einen kleinen Cherenkov Lichtkegel und werden daher nur von einem der Teleskope detektiert. Doch nicht alle Untergrundereignisse können mit Hilfe der Analyse der gemessenen Ereignisse ausgeschlossen werden. Deshalb benötigt man eine Subtraktion des Untergrunds wie sie in 3.1 beschrieben wird.

Eine andere, für diese Art der Messung wichtige Form des Untergrunds, ist speziell

in der Region um das Galaktische Zentrum eine große Anzahl von Gammastrahlungsquellen. Da es aber Karten dieser Quellen gibt, ist es möglich diese einfach aus der beobachteten Region auszuschließen. Ähnliches gilt auch für eine weitere Art des Untergrunds, die diffuse Gamma Strahlung. Zwar ist deren Ursprung unsicher, aber tritt sie nur regional, und im Falle dieser Messung, hauptsächlich in der Galaktischen Scheibe auf. Der Ausschluss von Regionen mit einem solchen Untergrund wird in 3.1 beschrieben.

## 2.4 Differentieller Photonenfluss

Nimmt man an, dass zwei Dunkle Materie Teilchen der Masse  $m_{DM}$  annihilieren können (z.B Majorana Teilchen), so stellt sich die Frage nach der Zahl der daraus resultierenden Photonen, die man mit einem Detektor messen kann. Hierfür bestimmt man den detektorunabhängigen, differentiellen Photonenfluss bei der Position des Beobachters aus einem Raumwinkel  $\Delta\Omega$

$$\frac{d\Phi_\gamma(\Delta\Omega, E_\gamma)}{dE_\gamma} = \underbrace{\frac{1}{8\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}^2} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}}_{\text{Teilchenphysik}} \underbrace{J(\Delta\Omega)\Delta\Omega}_{\text{Astrophysik}} \quad (1)$$

mit dem, mit der Geschwindigkeit gewichtetem, Wirkungsquerschnitt  $\langle\sigma v\rangle$ , dem mittleren Gammaspektrum pro Annihilation  $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ , der Masse eines Dunkle Materie Teilchens  $m_{DM}$  und dem sogenannten J-Faktor. Dieser ist gegeben durch

$$J(\Delta\Omega) = \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{LOS} dl \rho^2(r) \quad (2)$$

mit der Distanz  $l$  zu dem Beobachter entlang der Sichtlinie ( $LOS$ ). Der J-Faktor beinhalten den astrophysikalischen Teil der Formel. Er ist das Volumenintegral über die Dunkle Materie innerhalb des Sichtkegels, der sich aus der Sichtlinie und einem Raumwinkel  $\Delta\Omega$  ergibt. Da der untersuchte Prozess die Annihilation ist, für die zwei Teilchen benötigt werden, wird die quadratische Energiedichte der Dunklen Materien  $\rho^2$  im J-Faktor berücksichtigt. Für eine Berechnung der Anzahl der detektierbaren Photonen muss der differentielle Photonenfluss noch mit der effektiven Fläche eines Detektors und der Messzeit multipliziert werden (van Eldik (in preparation)).

## 2.5 Dunkle Materie Verteilung in Galaxien

Der astrophysikalische J-Faktor ist eine der größten Unsicherheiten bei der Suche nach Dunkler Materie, denn über die Verteilung von Dunkler Materie in Galaxien ist kaum etwas bekannt. Zunächst ließen die Rotationskurven von Galaxien noch auf eine flache Verteilung schließen (Abb. 3 *isothermal*), aber bei den Mehrkörpersimulationen Aquarius (Springel et al. (2008)) und Via Lactea II (Diemand et al. (2008)), die den Dunkle Materie Halo von Milchstraßen ähnlichen Galaxien simulierten, ergab sich eine stark



steigende Dichte je näher man dem Galaktischen Zentrum kommt. Hieraus wurden numerische Modelle für die Dichteverteilung von Dunkler Materie erstellt. Zu beachten gilt für diese Simulationen jedoch, dass sie nur die Wechselwirkungen zwischen Dunkler Materie Teilchen, nicht aber zwischen Dunkler Materie und baryonischer Materie berücksichtigen. Die Auswirkungen dieser Wechselwirkung sind bisher nicht komplett verstanden. So ist es möglich, dass sie zu einer höheren Dichte im Zentrum oder aber auch zu einer flacheren Verteilung führen könnte. Neuere Simulationen lassen letzteres vermuten (Governato et al. (2012)).

Die hier genutzten Modelle der Dichteverteilung sind das NFW Profil von Navarro, Frenk und White (Navarro et al. (1996))

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)} \quad (3)$$

und das Einasto Profil (Einasto (1965))

$$\rho(r) = \rho_s \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[ \left( \frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right] \right\}. \quad (4)$$

Die Skalendichte  $\rho_s$  und der Skalenradius  $r_s$  und für das Einasto Profil zusätzlich der Parameter  $\alpha$  sind hierbei Fitparameter. Diese wurden in dieser Arbeit für das NFW Profil zu  $\rho_s = 0.3115 \text{ GeV/cm}^3$  und  $r_s = 21 \text{ kpc}$ , und für das Einasto Profil  $\rho_s = 0,07293 \text{ GeV/cm}^3$ ,  $r_s = 21 \text{ kpc}$  und  $\alpha = 0,17$  wie in Abramowski et al. (2011) gewählt. Die Profile sind auf eine lokale Dunkle Materie Dichte von  $\rho_0 = 0.39 \text{ GeV/cm}^3$  (Catena & Ullio (2010)) bei einem Abstand von 8.5 kpc zu dem Galaktischen Zentrum normiert. In Abbildung 3 sind diese Profile dargestellt.

## 2.6 Spektrum der Photonen

Trotz der unbekannten Beschaffenheit der Dunklen Materie kann das Energiespektrum der Photonen auf Modell unabhängige Weise berechnet werden, da es überwiegend von den Endzuständen der Annihilation, wie  $W^+W^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  oder  $q\bar{q}$ , abhängt. Das Modell der Dunklen Materie hat jedoch Einfluss auf das Spektrum über die Masse, den Wirkungsquerschnitt der Annihilation und die Wahrscheinlichkeit in bestimmte Endzustände zu annihilieren. Die für diese Arbeit relevanten Photonen sind die sogenannten prompten Photonen. Diese setzen sich aus drei Arten zusammen:

- Photonen aus von den Endzuständen verursachter Strahlung. Das Spektrum dieser Photonen ist breit und die Anzahl der Photonen hängt stark von den Endzuständen ab. Ein Beispiel dieser Strahlung ist der Zerfall von neutralen Pionen, die bei der Hadronisierung der Endzustände oder deren Zerfallsprodukte gebildet wurden. Ein weiteres Beispiel sind Photonen aus der Bremsstrahlung der Endzustände.

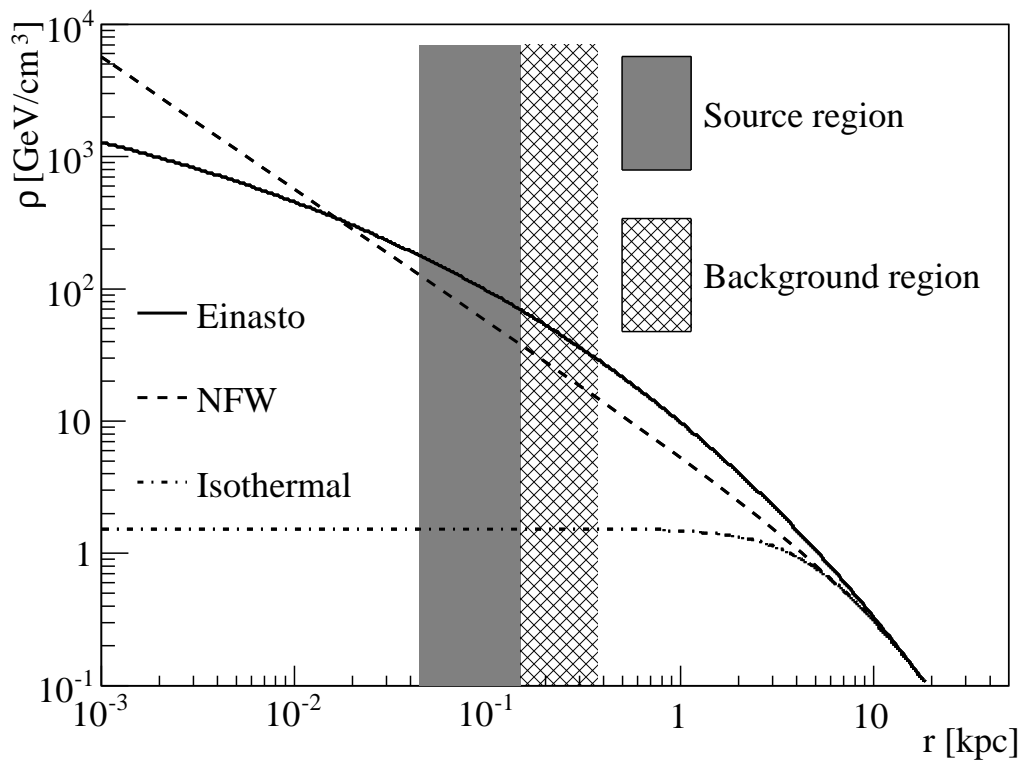


Abbildung 3: Vergleich der in dieser Arbeit verwendeten Dichteverteilung von Dunkler Materie im Galaktischen Halo (Abramowski et al. (2011)). Die Quell- und Untergrund-Regionen liegen in ähnlichen Bereichen wie in dieser Arbeit (hier source und background region), jedoch können hier die Abstände zu dem Galaktischen Zentrum etwas größer ausfallen, da für CTA ein größeres Gesichtsfeld zu Verfügung steht.

- Photonen aus direkter Annihilation in einen Zwei-Teilchen Endzustand, bei dem mindestens eines der beiden ein Photon ist, wie  $\chi_{DM} + \chi_{DM} \rightarrow \gamma + \gamma$  und  $\chi_{DM} + \chi_{DM} \rightarrow \gamma + Z$ . Aufgrund der Tatsache, dass Photonen nicht mit Dunkler Materie wechselwirken können, ist dies nur durch eine Teilchenschleife zu realisieren und somit ist der Wirkungsquerschnitt um typischerweise 2-4 Größenordnungen gegenüber anderen Prozessen unterdrückt. Das Energiespektrum ist ein Linienspektrum, dessen Energie von dem zweiten produzierten Teilchen abhängig ist. Für zwei Photonen ergibt sich jeweils eine Energie gleich der Masse der Dunklen Materie.
- Photonen aus interner Bremsstrahlung, also von virtuellen Teilchen innerhalb des Annihilationsprozesses. Der Einfluss dieser Photonen ist stark von dem Modell der Dunklen Materie abhängig (van Eldik (in preparation)).

Beispiele für Feynman Diagramme für die verschiedenen Photonarten sind in Abbildung 4 dargestellt. Da der genaue Annihilationsprozess unbekannt ist, ist er hier durch eine Box ersetzt.

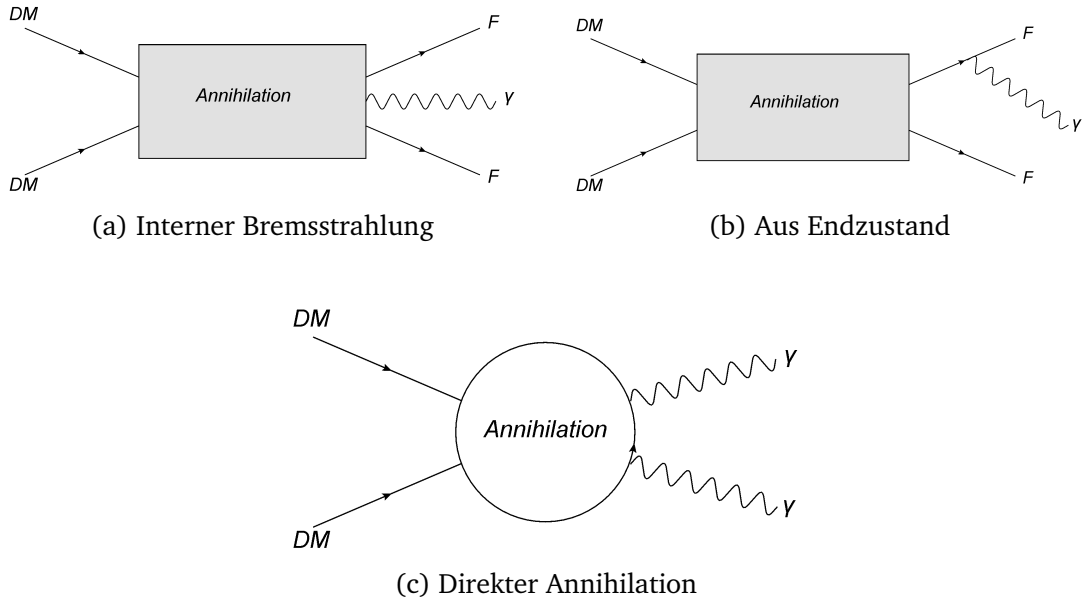


Abbildung 4: Beispiele für Feynman Diagramme für die Annihilation. Der genaue Prozess ist dabei unbekannt und wurde in (a) und (b) deshalb durch eine Box ersetzt. Für (c) ist hingegen die Voraussetzung, dass bei der Annihilation eine Teilchenschleife entsteht. F steht hier für den entsprechenden Endzustand und DM für das Dunkle Materie Teilchen.

In dieser Arbeit wurde das Spektrum von Tasitsiomi (Tasitsiomi & Olinto (2002)) verwendet, das auf Quark-Antiquark Endzuständen basiert. Es beschreibt die Photonen aus dem Zerfall von  $\pi^0$  Mesonen, die aus den Endzuständen der Annihilation entstanden sind, also:

$$\chi_{DM} + \chi_{DM} \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (5)$$

Dieses kontinuierliche Spektrum beinhaltet den Großteil der, bei der Annihilation entstehenden Photonen. Für das  $\pi^0$  Spektrum gilt in diesem Fall

$$\frac{dN_{\pi^0}}{dx_\pi} = \frac{5}{16} x_\pi^{-3/2} (1 - x_\pi)^2 \quad (6)$$

mit  $x_\pi = E_{\pi^0}/m_\chi$ . Zusammen mit der Wahrscheinlichkeit pro Energieeinheit, dass ein Photon der Energie  $E_\gamma$  aus einem neutralen Pion der Energie  $E_\pi$  entsteht, die  $2/E_\pi$  beträgt, gilt für das kontinuierliche Photonenspektrum

$$\frac{dN_{kont.}}{dx_\gamma} = \int_{x_\gamma}^1 \frac{2}{y} \frac{dN_{\pi^0}}{y} dy \quad (7)$$

mit  $x_\gamma = E_\gamma/m_\chi$  und  $y_\pi = E_{\pi^0}/m_\chi$ . Dieses Spektrum ist in Abbildung 5 dargestellt.

Tasitsiomi

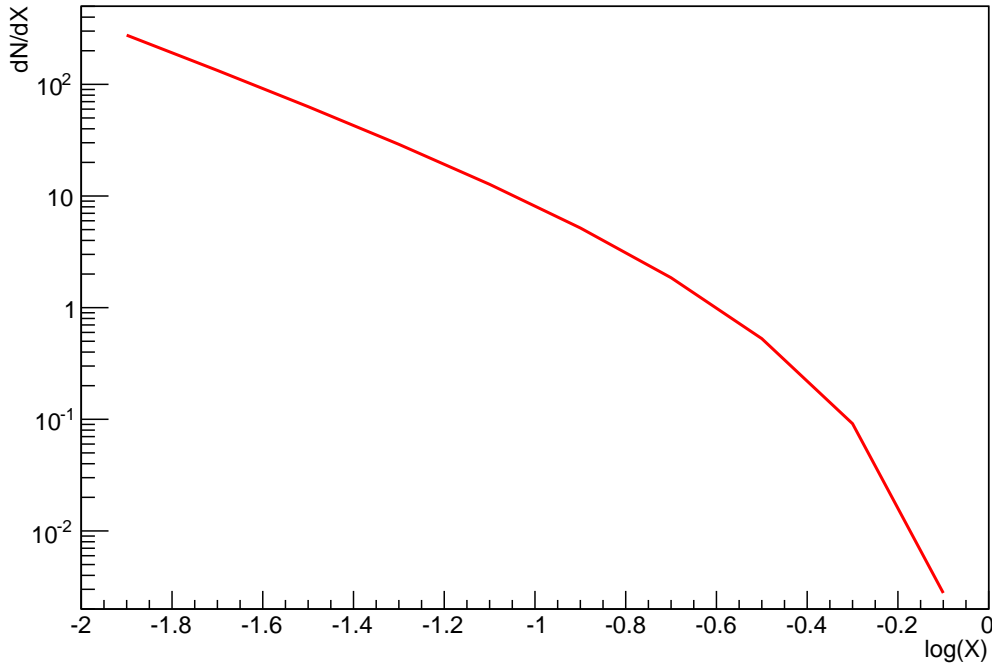


Abbildung 5: Das hier verwendete Gammaspektrum für ein Dunkle Materie Teilchen der Masse 1 TeV(Tasitsiomi & Olinto (2002)).

### 3 Methodik

Dieses Kapitel behandelt die zur Optimierung genutzten Methoden. Die Simulation und der benutzte Fit wurden dabei mit Hilfe der Datenanalyse Software ROOT geschrieben.

#### 3.1 Untergrund Subtraktion

Cherenkov Teleskope wie H.E.S.S oder CTA haben typischerweise das Problem eines hohen astrophysikalischen Untergrunds (Kap. 2.3). Dieser muss für die Suche nach Dunkler Materie subtrahiert werden. Dazu wird das Spektrum von mehreren Regionen aufgenommen, die aufgrund des größeren Abstands zum Galaktischen Zentrum, nach Kapitel 2.5 eine deutlich geringere Dunkle Materie Dichte aufweisen sollten. Um systematische Fehler zu vermeiden, werden diese Untergrund-Regionen auf der selben Aufnahme und mit dem selben Abstand zu der Pointing Position des Teleskops gewählt, da sich die Sensitivität des Teleskops mit größerem Abstand zu der Pointing Position verschlechtert. Da die Zählrate der gemessenen Photonen des Untergrunds poissonverteilt ist, ist es aus statistischen Gründen von Vorteil, möglichst viele Untergrund Regionen zu wählen. Hierbei ist man jedoch von dem Gesichtsfeld des Teleskops eingeschränkt. Dieses beträgt ca.  $5^\circ$  für H.E.S.S. ( $4^\circ$  mit H.E.S.S.2) und ca.  $10^\circ$  für CTA.

Die Untergrund-Regionen sind in diesem Fall Rotationen der Quellregion um die Pointing Position des Teleskops. Der Rotationswinkel bestimmt sich hier, für eine Wahl der Pointing Position außerhalb der Quellregion, aus dem Radius der Quellregion  $R_{on}$  und dem Offset  $d$ , also dem Abstand von Pointing Position zu dem Galaktischen Zentrum, zu:

$$\theta = \arccos\left(\frac{2d^2 - 4R^2}{2d^2}\right). \quad (8)$$

Die (stets auf eine ganze Zahl abgerundete) Anzahl der Untergrund-Regionen ist dann

$$n = \left\lfloor \frac{360^\circ}{\theta} - 1 \right\rfloor. \quad (9)$$

Die erste Untergrund-Region wird jedoch nicht um  $\theta$ , sondern um

$$\theta + \frac{360^\circ - (n+1)\theta}{2} \quad (10)$$

rotiert.

Ein großes Problem für die Suche von Dunkler Materie im Galaktisch Zentrum ist diffuse, hochenergetische Gammastrahlung, die für diese Zwecke einen störenden Untergrund darstellt. Da der Ursprung dieser Strahlung unklar ist, und diese somit nur schwer durch Simulation aus Messdaten zu subtrahieren ist, werden für diese Arbeit Regionen mit starkem Untergrund für die Wahl der Quell- und Untergrund-Regionen ausgeschlossen. Auch bekannte Quellen für Gammastrahlung in dieser Region wie Sgr A\* müssen ausgeschlossen werden. Dies betrifft die innersten  $0,3^\circ$  der Galaktischen

Scheibe und HESS J1744-3011 das sich im Bereich von ca.  $-0,5^\circ$  Latitude und  $1,3^\circ$  Longitude befindet. Eine mit dem H.E.S.S. Teleskop aufgenommene Karte der Gammastrahlung aus dem Galaktischen Zentrum (Aharonian et al. (2006)) und der hier ausgeschlossenen Regionen wird in Abbildung 6 dargestellt.

In Abbildung 7 wird ein Beispiel für eine Wahl der Quell- und Untergrund-Regionen dargestellt. Ausgeschlossen von Quell- und Untergrund-Regionen wurden die Galaktische Scheibe. Der Radius der Quellregion beträgt  $R_{on} = 1^\circ$  und der Offset  $d = 1,5^\circ$ .

Dagegen zeigt Abbildung 8 ein Beispiel einer Wahl der Quell- und Untergrund-Regionen bei Abramowski et al. (2011). Hier war die Pointing Position innerhalb der Quellregion, und die Untergrund-Regionen wurden jeweils um  $90^\circ$  rotiert. Da für manche Teile der Quellregion so keine Untergrund-Region gefunden werden konnte, mussten diese von der Messung ausgeschlossen werden.

### 3.2 Berechnung des J-Faktors

Die Berechnung des J-Faktors aus Gleichung 2 wurde durch numerische Integration ausgeführt. Hierzu wurde der Kegel, der sich aus der Strecke von der Erde zu dem Galaktischen Zentrum und darüber hinaus, und der Größe der Quellregion ergibt, mit Quadern genähert. Diese besaßen Seitenlängen von  $0,01^\circ$ ,  $0,01^\circ$  und  $0,01$  kpc und sind in Abbildung 9 und Abbildung 10 dargestellt. Für jeden Quader wurde der mittlere Abstand vom Galaktischen Zentrum bestimmt, damit die Dunkle Materie Dichte, diese dann quadriert und mit dem Volumen des Quaders multipliziert. Die Aufsummierung aller Quader ergibt dann ein genähertes  $J_{ON}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$ .

Für die Untergrund-Regionen wurde jeder der Quader der Quellregion um die in Gleichung 8 bestimmten Rotationswinkel um die Pointing Position rotiert und erneut der Abstand zu dem Galaktischen Zentrum, und damit die lokale Dichte zum Quadrat bestimmt.

Ausgeschlossen wurde aus den in 3.1 genannten Gründen von dieser Berechnung die innersten  $0,3^\circ$  der Galaktischen Ebene und HESS J1744-3011, die in Abbildung 6 schematisch dargestellt wird.

Eine Verkleinerung der Quader und eine Erhöhung der Distanz, die über das Galaktische Zentrum hinaus berücksichtigt wird, führt zu einer erhöhten Genauigkeit. Da aber die Rechenzeit linear von jeder einzelnen Größe abhängt und sich die Änderungen nur im Promillebereich bewegen, wurde von Änderungen der Genauigkeit abgesehen.

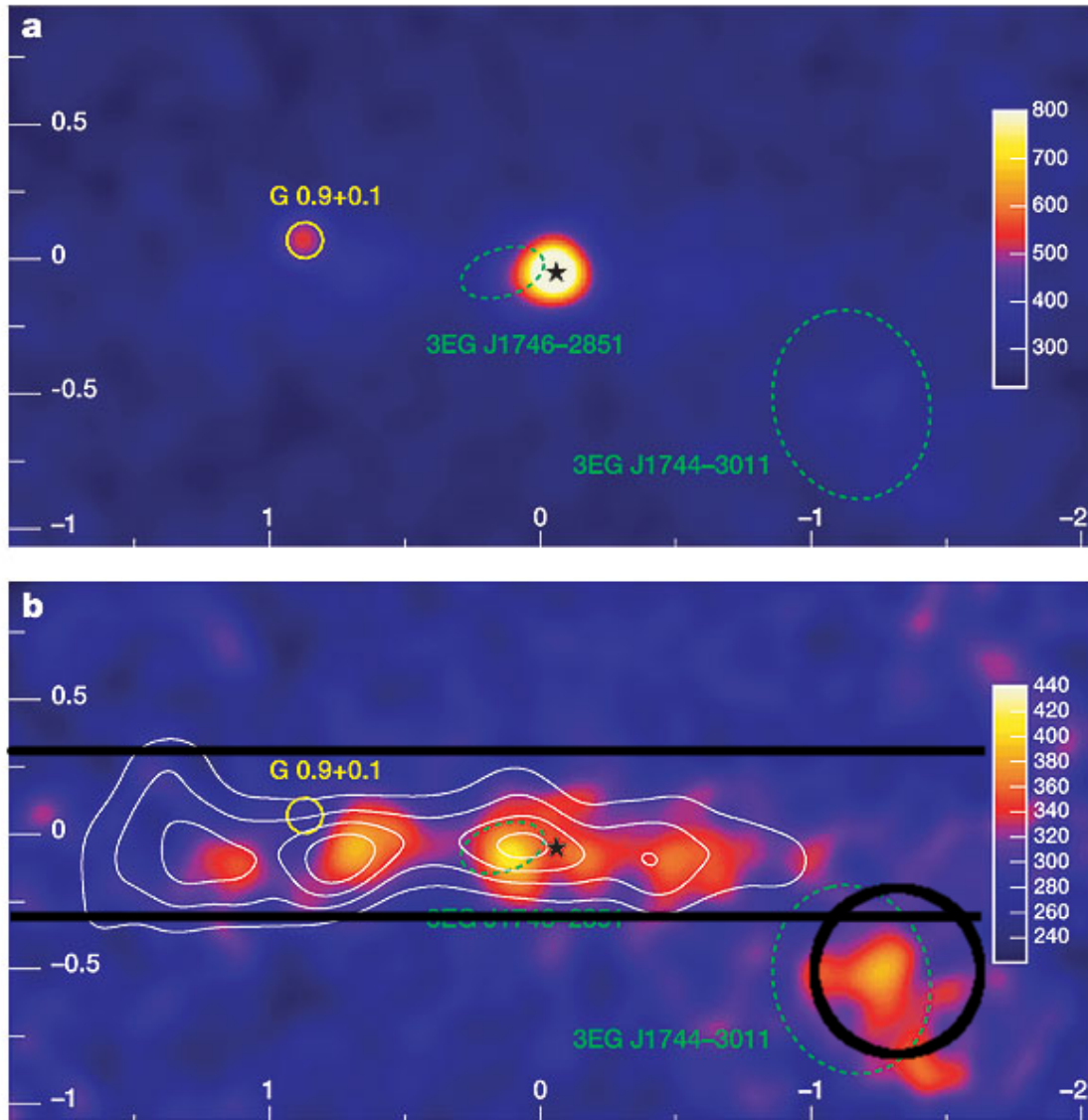


Abbildung 6: **a)** Karte der Gammastrahlungsereignisse in der Region des Galaktischen Zentrums. **b)** Gleiche Karte nach Subtraktion der zwei dominanten Punktquellen. Die Achsen sind die Galaktische Latitude und Longitude und die Farbskala die Zahl der Ereignisse. Diese Bilder wurden mit dem H.E.S.S. Teleskop aufgenommen (Aharonian et al. (2006)). Für die Suche nach Dunkler Materie ist diese Gammastrahlung Untergrund, und deswegen wurden die in **b** markierten Regionen für die Verwendung als Quell- bzw. Untergrund Regionen ausgeschlossen.

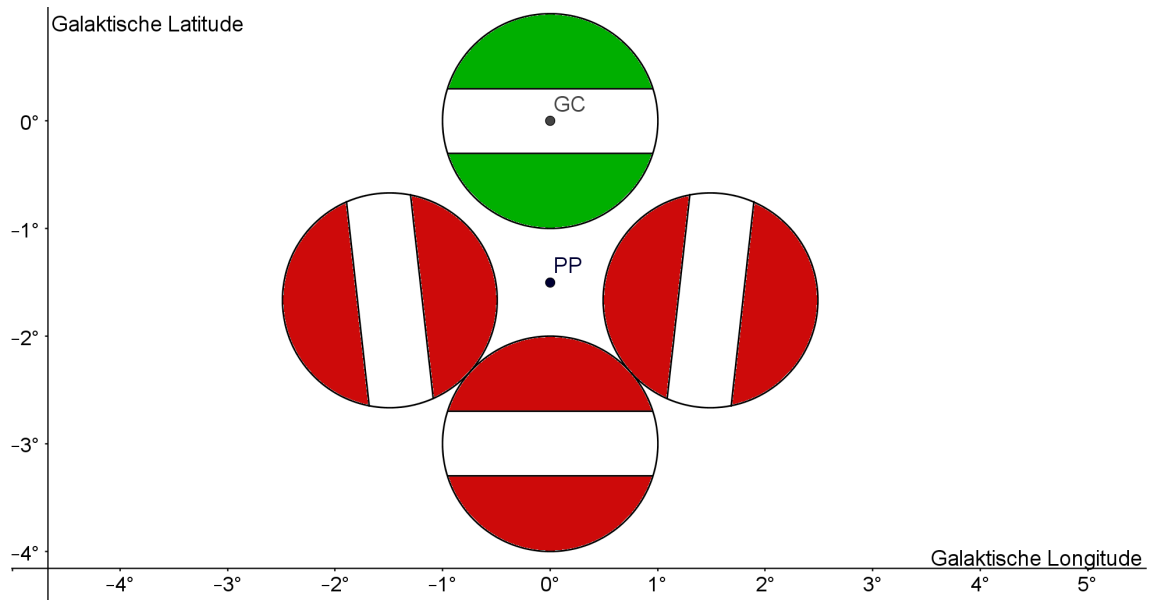


Abbildung 7: Wahl der Quell- und Untergrund-Regionen für einen Radius der Quellregion von  $R = 1^\circ$  und einen Offset von  $d = 1.5^\circ$ . Die grün dargestellte Region ist die Quellregion, Rote sind die Untergrund-Regionen. Der Rotationswinkel für die erste Region beträgt hier  $96.38^\circ$  (Gleichung 10) und für alle weiteren  $83.62^\circ$  (Gleichung 8). Der Punkt GC zeigt das Galaktische Zentrum und der Punkt PP die Pointing Position.



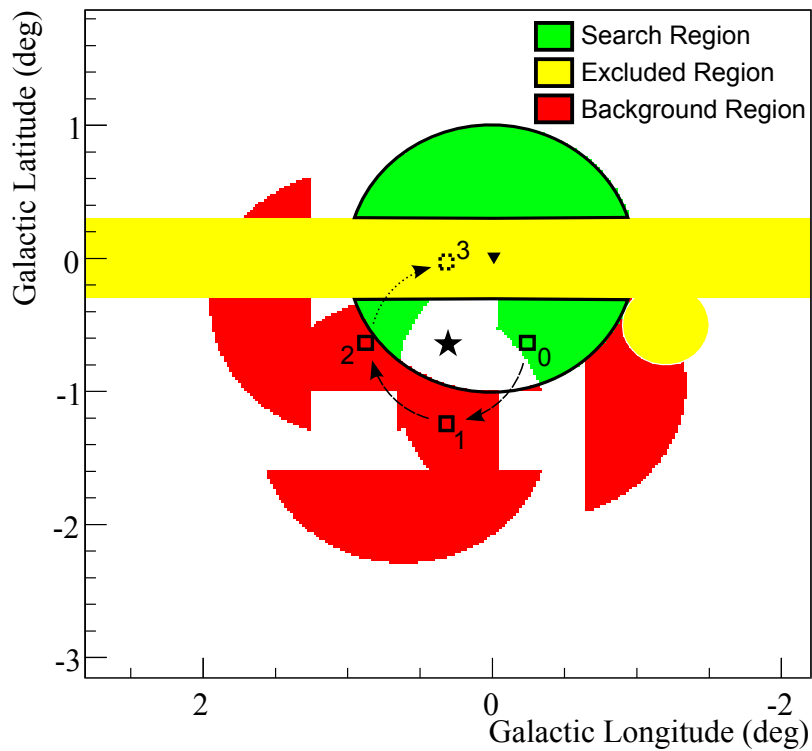


Abbildung 8: Beispiel einer Wahl der Quell- und Untergrund-Regionen bei der Messung in Abramowski et al. (2011). Grün markierte Flächen gehören zur Quellregion, Rote zur Untergrund-Region. Gelbe Regionen wurden aufgrund von astrophysikalischen Quellen und diffusem Untergrund ausgeschlossen und weiße Flächen innerhalb des Kreises wurden von der Quellregion ausgeschlossen, da keine Untergrund Region hierzu gefunden werden konnte. Das Dreieck zeigt das Galaktische Zentrum, der Stern die Pointing Position des Teleskops. Die einzelnen Pixel der Aufnahme in der Quellregion wurden um die Pointing Position rotiert, um die Untergrund Region zu bestimmen. Die Kästchen dienen hier als Beispiel: Kästchen 0 als Teil der Quellregion und Kästchen 1-3 entsprechen den rotierten Gegenstücke als Teil der Untergrund-Region.

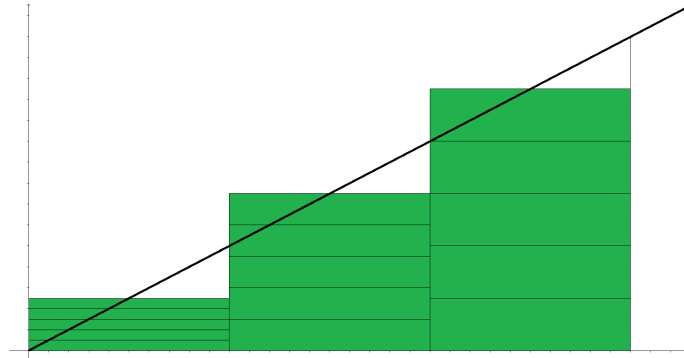


Abbildung 9: Schematischer Längsschnitt durch einen Teil des Sichtkegel. Die grünen Rechtecke stellen die in der Integration benutzten Quader dar. Der Rand des Kegel schneidet die 0,01 kpc langen Stufen immer in der Mitte.

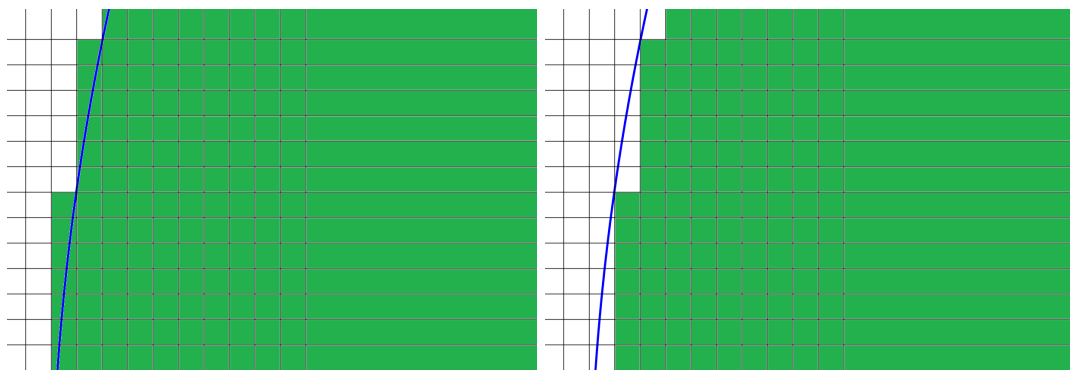


Abbildung 10: Schematischer Querschnitt durch einen Teil des Sichtkegel. Die Rechtecke stellen hierbei  $0,01^\circ \times 0,01^\circ$  Seitenkanten der in der Integration benutzten Quader dar. Um die Kreisfläche des in Blau dargestellten Kreises besser zu nähern, wurde die Mittlung der beiden dargestellten Arten der Näherung (links bzw. rechts) benutzt.

### 3.3 Simulation der Zählrate

Zur Simulation einer gemessenen Zählrate wird zunächst der differentielle Fluss aus Gleichung 1 berechnet. Hierzu wird  $J(\Delta\Omega)\Delta\Omega$  aus 3.2 und das Spektrum der Photonen aus 2.6 genutzt, und eine Masse und ein Wirkungsquerschnitt angenommen. Die Masse wurde stets zu 1 TeV gewählt, der Wirkungsquerschnitt, falls nicht explizit erwähnt, zu  $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$  gewählt. Um daraus ein Histogramm mit 5 Bin pro Dekade zu erhalten, wurde der differentielle Fluss von Bin-Anfang bis Bin-Ende integriert. Für eine Zählrate wird jedoch eine effektive Fläche des Teleskops und die Messdauer benötigt. Die Messzeit wurde zu 100 Stunden gewählt und die Fläche stammt aus Bernlöhr et al. (2013) und ist in Abbildung 11 dargestellt. Zu beachten gilt, dass die effektive Fläche nur für Punktquellen gilt und nicht für Quellen von mehreren Grad Ausdehnung. Als letzte Komponente ist der astrophysikalische Untergrund zu addieren. Dieser ist in Abbildung 12 dargestellt und stammt erneut aus Bernlöhr et al. (2013). Da es sich um eine Rate handelt, muss auch der Untergrund mit der Messzeit von 100 Stunden multipliziert werden. Auch der Untergrund ist nur für eine Punktquelle gegeben und muss mit einem Faktor  $R^2\pi/s$  skaliert werden, wobei  $s$  die Größe der Punktquelle ist. Da diese jedoch unbekannt ist und von vielen Faktoren, wie zum Beispiel der Energie, abhängig ist, wird die Auswirkung verschiedener Punktquellengrößen auf die Ergebnisse in 4.2 analysiert. Die hier üblicherweise gewählte Punktquellengröße ist  $s = 0,01^{(\odot)^2}$ .

Eine so simulierte Zählrate wird in Abbildung 13 gezeigt. Allerdings für einen Wirkungsquerschnitt von  $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-23} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ , da ansonsten ein Unterschied zwischen den Zählraten kaum zu erkennen ist.

### 3.4 Fit eines Annihilation-Modells

An die simulierte Zählrate wurde mit Hilfe eines Maximum-Likelihood Fits ein Modell für die Annihilation Dunkler Materie gefittet. Dabei wurde die Zählraten der Quell- und Untergrund-Regionen, die effektive Fläche des Teleskops und die Messzeit berücksichtigt.

Dafür wird Gleichung 1, mit dem für den Fit freien Parameter  $\langle\sigma v\rangle$ , mit der Messzeit und der effektiver Fläche multipliziert, und an die Differenz zwischen der Zählrate der Quellregion und der gemittelten Zählrate der Untergrund-Regionen gefittet. Für den J-Faktor wurde die Differenz zwischen dem J-Faktor der Quellregion und des mittleren J-Faktor der Untergrund-Regionen, die bereits für die Simulation bestimmten wurden, verwendet. Als Spektrum wurde erneut das von Tasitsiomi aus Kapitel 2.6 genutzt. Ist kein ausreichender Unterschied zwischen der Zählrate der Quellregion und der gemittelten Zählrate der Untergrund-Regionen vorhanden, wird aus dem statistischen Fehler eines gefitteten Nullsignals ein *upper limit* an den Annihilationswirkungsquerschnitt mit einer statistischen Sicherheit von 95% bestimmt. Der Fit selbst stammt nicht aus dieser Arbeit sondern wurde im Rahmen einer anderen Bachelorarbeit geschrieben (Wilfert (in preparation)).

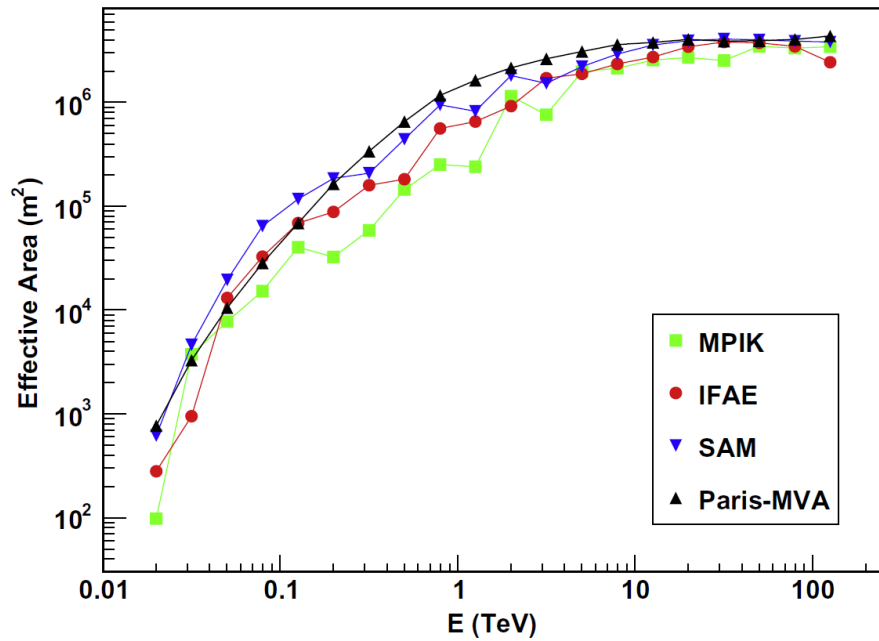


Abbildung 11: Effektive Fläche von CTA für eine Punktquelle aus Bernlöhr et al. (2013) für verschiedene Arten der Ereignisanalyse. Paris-MVA wurde in dieser Arbeit verwendet.

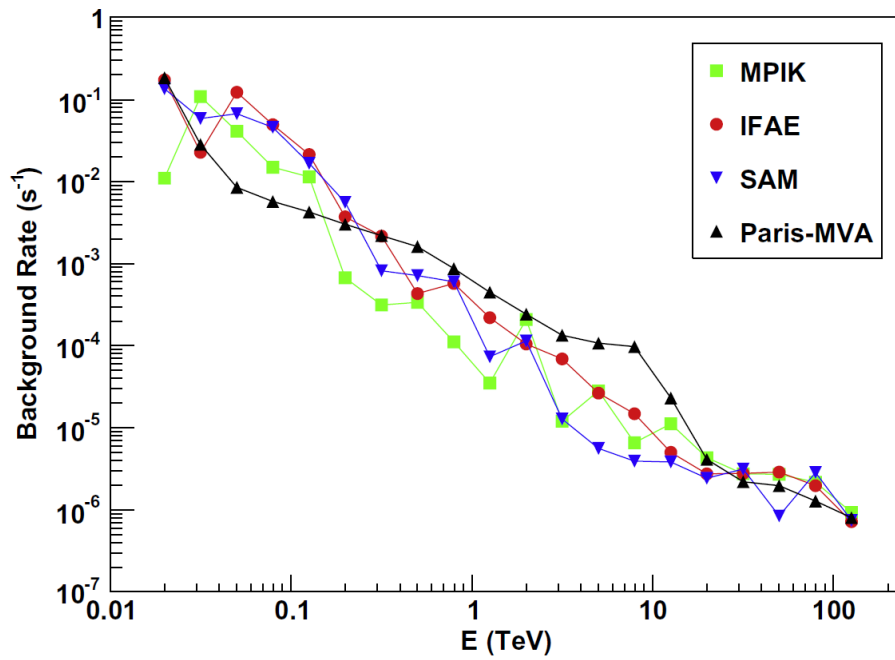


Abbildung 12: Simulierter Untergrund einer Punktquelle für CTA aus Bernlöhr et al. (2013) für verschiedene Arten der Ereignisanalyse. Paris-MVA wurde hier verwendet.

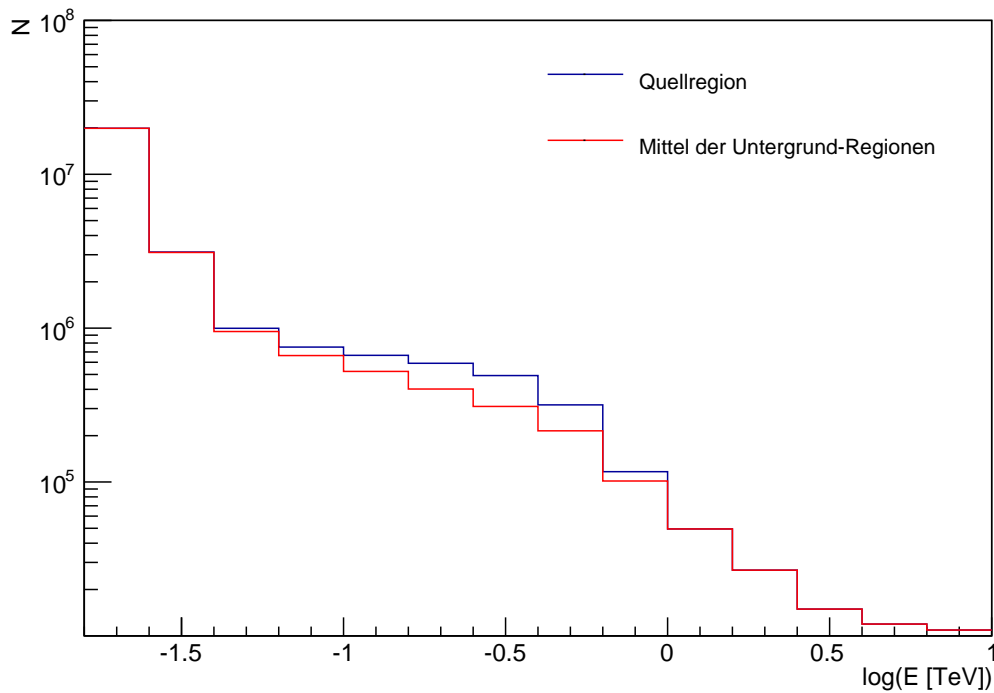


Abbildung 13: Simulierte Zählrate über die Energie für ein Dunkle Materie Teilchen der Masse 1 TeV für CTA. Der Wirkungsquerschnitt wurde aus Darstellungsgründen mit einem unrealistisch hohem Wert von  $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-23} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$  gewählt, kleinere aber realistischere Wirkungsquerschnitte würden zu kaum unterscheidbaren Kurven führen. In Blau ist die Zählrate für die beobachtete Region und in Rot die gemittelte Zählrate der Untergrund-Regionen dargestellt. Der Radius der Quellregion wurde zu  $1^\circ$  und der Pointing Offset zu  $1,5^\circ$  gewählt.

## 4 Ergebnisse

Auf die in 3.3 simulierte Zählrate wurde der Fit aus 3.4 angewandt. Für die Bestimmung von *upper limits* an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten, Annihilationswirkungsquerschnitt wurde nur der Untergrund, ohne den Einfluss der Dunklen Materie, für den Fit verwendet. Die Pointing Position wurde in allen Fällen unterhalb des Galaktischen Zentrums, also mit negativer Latitude und mit Longitude 0 gewählt.

### 4.1 Fit über die Teilchenmasse

Zunächst wurde der Fit über verschiedene Teilchenmassen der Dunklen Materie bei sonst gleichen Bedingungen durchgeführt. Dies ist in Abbildung 14 dargestellt. Das beste *upper limit* wird für ca. 1 TeV erreicht. Deswegen wird in folgende Fits diese Masse verwendet.

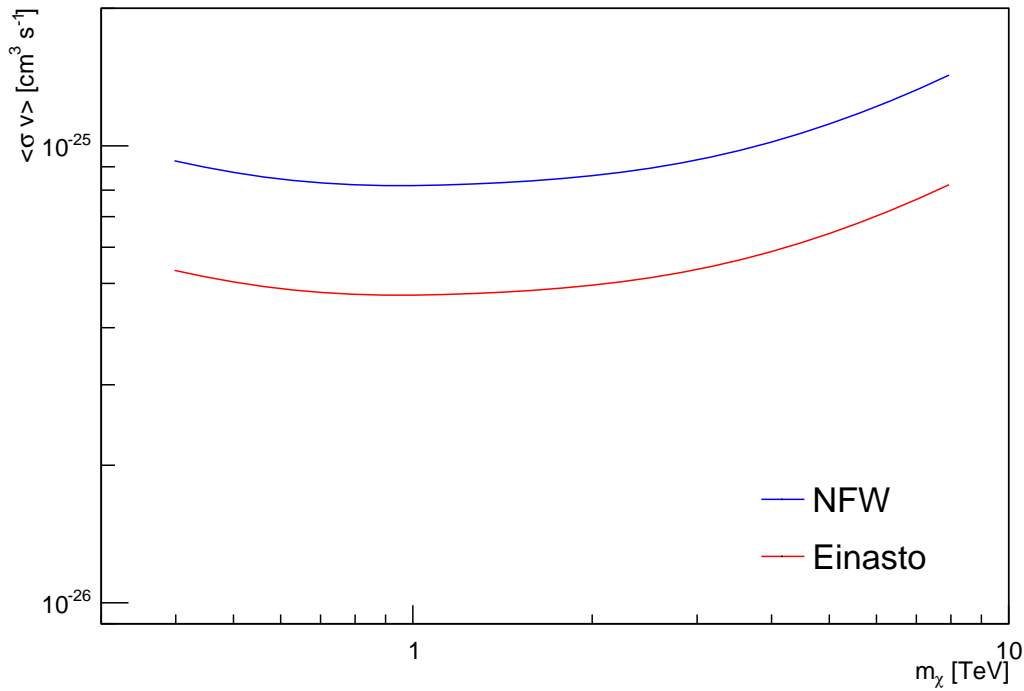


Abbildung 14: *Upper limits* (mit 95% CL) an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten Wirkungsquerschnitt als Funktion der für den Fit angenommenen Teilchenmasse der Dunklen Materie für das NFW und Einasto Verteilungsprofil. Der Radius der untersuchten Region war  $1^\circ$  und der Abstand zur Pointing Position  $1,5^\circ$ .

## 4.2 Einfluss der Punktquellengröße

Da der Untergrund, wie in Kapitel 3.3 erwähnt, mit der unbekannten Punktquellengröße skaliert werden muss, wurde deren Einfluss auf das bestimmte *upper limit* untersucht. Dazu wurde bei einem Offset von  $1,5^\circ$  und einem Radius von  $1^\circ$  die Punktquellengröße zwischen  $s = 0,001^{(\circ)^2}$  und  $s = 1^{(\circ)^2}$  variiert. Hierbei ließ sich wie in Abbildung 15 dargestellt, ein Potenzgesetz von  $\sigma \propto s^{-0.5}$  erahnen. Zusammen mit der Abhängigkeit der Untergrund Zählrate von der Punktquellengröße  $N_{Back} \propto \frac{1}{s}$  (Kapitel 3.3) ergäbe sich damit für das *upper limit*  $\sigma \propto N_{Back}^{0.5}$ . Eine um 2 Größenordnungen größerer Untergrundzählrate führt also zu einem um eine Größenordnung schlechterem *upper limit*. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Untergrundzählrate einer Poisson Verteilung unterliegt und somit um  $\sqrt{N_{Back}}$  fluktuiert.

Da sich die Punktquellengröße vermutlich nicht um mehrere Größenordnung von der

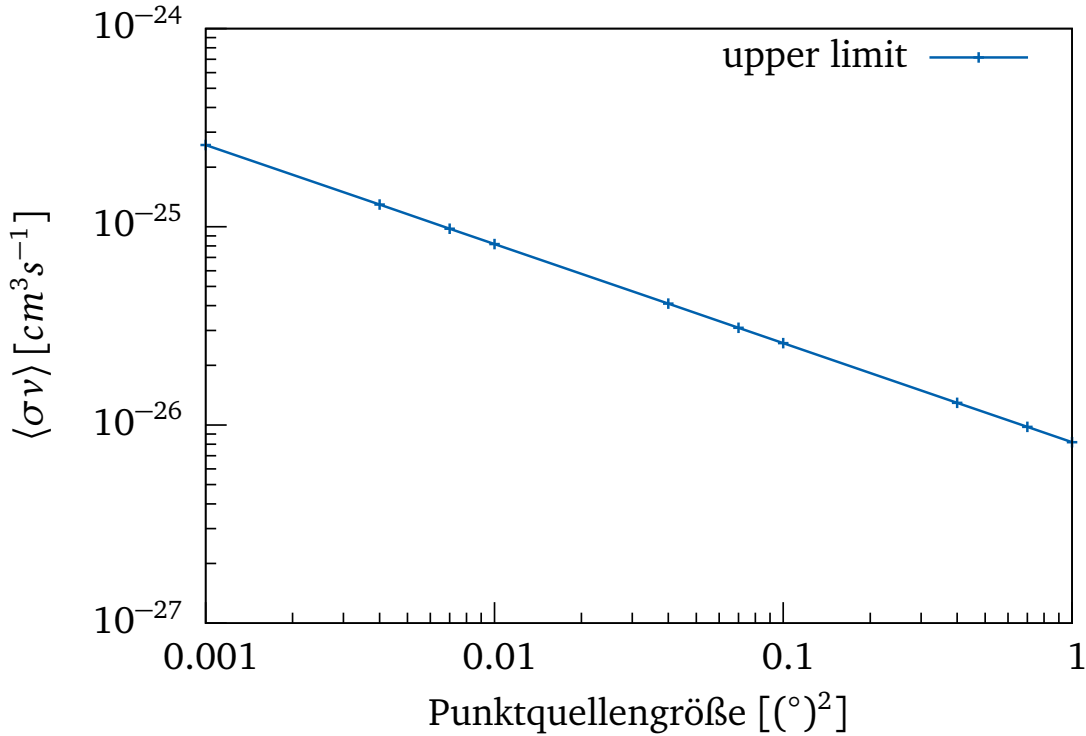


Abbildung 15: *Upper limits* (mit 95% CL) an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten Wirkungsquerschnitt als Funktion der Punktquellengröße von CTA. Der Radius der Quellregion wurde zu  $1,5^\circ$  und die Pointing Position mit Latitude  $-1,5^\circ$  und Longitude  $0^\circ$  gewählt.

in den andern Fits angenommenen  $s = 0,01^{(\circ)^2}$  unterscheidet, sollte sich deren Einfluss also in Grenzen halten.

### 4.3 Optimierung der Messbedingungen

Für die Optimierung der Wahl der Messpositionen wurden zwei grundlegende Ansätze verwendet. Für die erste Methode wurden Pointing Position und Größe der Quellregion so gewählt, dass die Untergrund-Regionen immer mit den gleichen Winkeln rotiert werden. Die hier gewählte Rotationsart ist die in Abbildung 7 dargestellte. Dies wird erreicht, indem der Abstand des Galaktischen Zentrums von der Pointing Position zu der 1,5-fachen Größe des Radius der Quellregion gewählt wird. Der Vorteil hierbei ist, dass die Anzahl der Untergrund-Regionen erhalten bleibt und damit auch die statistische Aussagekraft des gemittelten Untergrunds. Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass der Anteil des genutzten Gesichtsfeldes mit der Größe der Quellregion zunimmt, die dabei auftretenden Sensitivitätsverluste jedoch in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wurden.

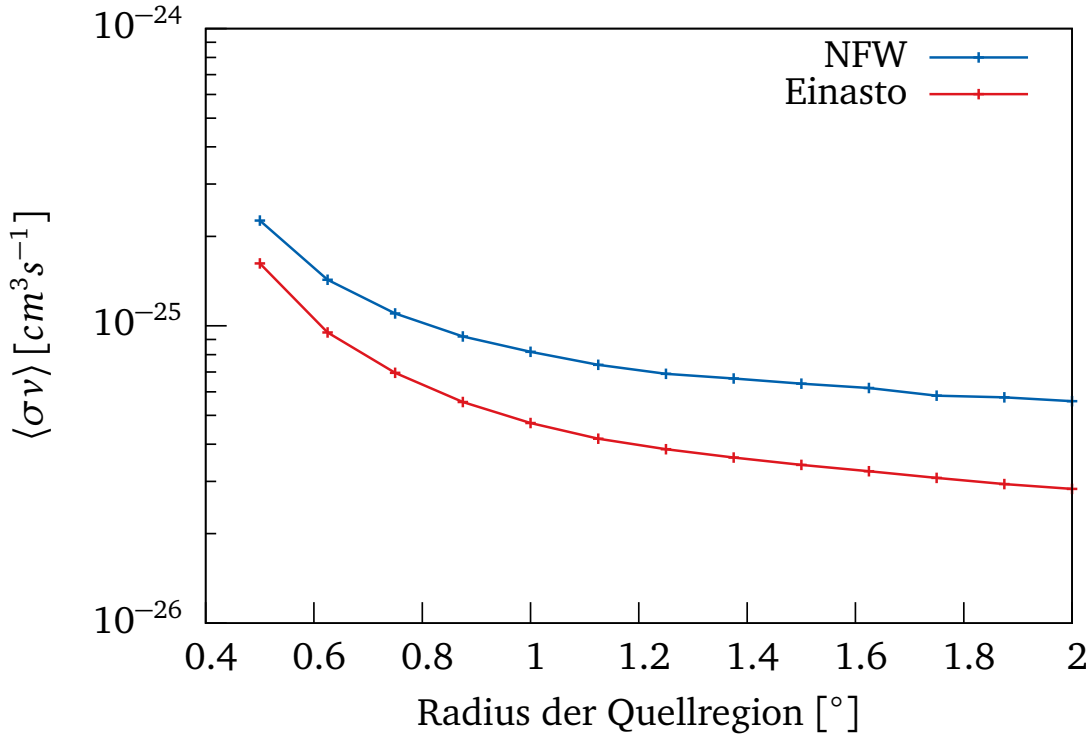


Abbildung 16: *Upper limits* (mit 95% CL) an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten Wirkungsquerschnitt als Funktion des Radius der Quellregion  $R_{on}$  in Galaktischen Koordinaten für das NFW und das Einasto Profil. Die Pointing Position wurde mit einer Galaktischen Latitude von  $1,5 \cdot R_{on}$  gewählt, die Galaktische Longitude war  $0^{\circ}$ .

In Abbildung 16 sind die Ergebnisse für die *upper limits* dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass für größere Quellregionen bessere *limits* zu erreichen sind und dass das Einasto Profil, aufgrund der höheren Dichte in der untersuchten Region, generell etwas bessere *upper limits* liefert, die sich jedoch um maximal einen Faktor 2 von denen des NFW Profils unterscheiden.



Die zweite Methode zur Wahl der Messpositionen ist die Wahl einer festen Pointing Position bei variierendem Radius. So gibt es in diesem Fall nur kleine Änderungen der benötigten Gesichtsfeldgröße, sodass diese Fehlerquelle aus der vorherigen Methode ausgeschlossen werden kann. Allerdings nimmt hier für größere Radien der Quellregion die Zahl der Untergrund-Regionen ab und damit auch deren statistische Aussagekraft.

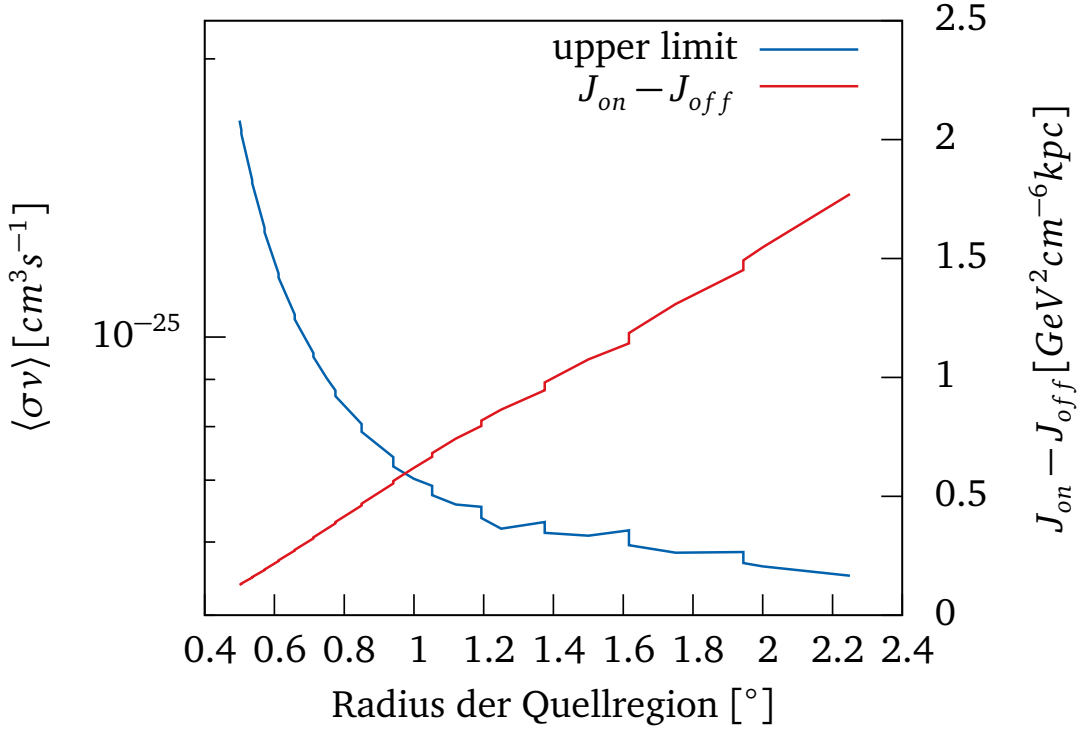


Abbildung 17: *Upper limits* (mit 95% CL) an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten Wirkungsquerschnitt (blau) bzw. die Differenz der J-Faktoren von Quellregion und der mittleren Untergrund-Region  $J_{on} - J_{off}$  als Funktion des Radius der Quellregion in Galaktischen Koordinaten für das NFW Profil. Die Pointing Position wurde fest mit Latitude  $2,75^\circ$  und Longitude  $0^\circ$  gewählt. Dies hat zu Folge, dass für größere Quellregionen weniger Untergrund-Regionen existieren. Die Sprünge der beiden Graphen finden bei jenen Radien statt, bei denen sich die Zahl der Untergrund-Regionen verändert.

In Abbildung 17 sind die damit bestimmten *upper limits* abgebildet. Erneut ist zu erkennen, dass für größere Quellregionen bessere *limits* zu erreichen sind. Außerdem fällt ein abgestuftes Profil auf. Die Stufen entstehen hier bei jenen Radien, bei denen sich die Zahl der Untergrund-Regionen verändert. Diese berechnen sich aus Gleichung 8 zu

$$R = \sqrt{\frac{1}{2}d^2 - \frac{1}{2}d^2 \cos\left(\frac{2\pi}{n+1}\right)} \quad (11)$$

mit  $n$  der Zahl der Untergrund-Regionen. Eine Abnahme der Untergrund-Regionen verursacht dabei niedrigere *upper limits*, da der mittlere Abstand der Untergrund-

Regionen von dem Galaktischen Zentrum abnimmt.

Beachtet man die aus 4.2 vermutete Abhängigkeit der *upper limits* von der Untergrund Zählrate  $\sigma \propto N_{Back}^{0.5}$  und deren lineare Abhängigkeit von der Fläche der Quellregion (Kapitel 3.3), zusammen mit einer Fit bedingten Abhängigkeit der *upper limits* von dem J-Faktor  $\sigma \propto \frac{1}{J_{on}-J_{off}}$ , so lässt sich Abhängigkeit der *upper limits* von  $\sigma \propto \frac{R_{on}}{J_{on}-J_{off}}$ , wie in Abbildung 18 dargestellt, vermuten. So ist es möglich, dass sich ein solcher Faktor als gute Methode für einen schnellen und groben Vergleich der Suchstrategie eignet. Da aber mit  $R_{on}$  für die Fläche die Ausschluss Regionen nicht beachtet werden, wäre vermutlich die Wurzel der Fläche der Quellregion eine geeignetere Größe als der Radius. Das alles benötigt aber weitere Bestätigung.

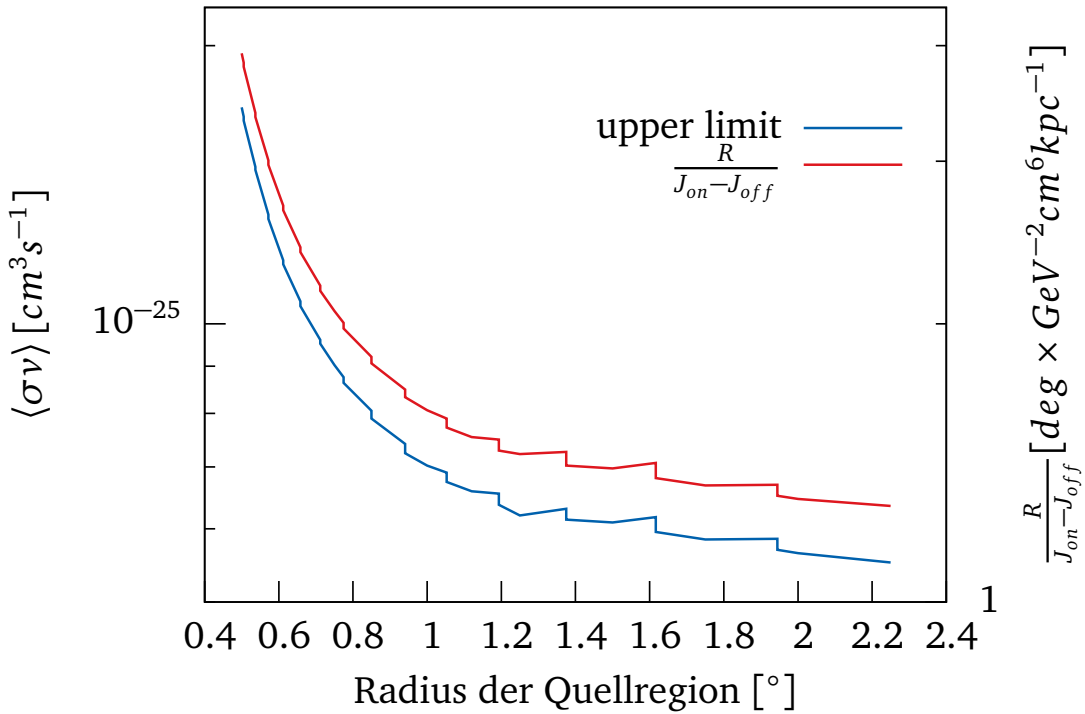


Abbildung 18: *Upper limits* (mit 95% CL) an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten Wirkungsquerschnitt (blau) bzw.  $\frac{R_{on}}{J_{on}-J_{off}}$  als Funktion des Radius der Quellregion in Galaktischen Koordinaten für das NFW Profil. Die Pointing Position wurde wie in Abbildung 17 gewählt.

Als Schlussfolgerung kann man also aus Abbildungen 16 und 17 ziehen, dass eine möglichst große Quellregion von Vorteil ist. Deswegen wurde in Abbildung 19 noch einmal die für die jeweiligen Massen erreichbaren *upper limits* aufgetragen, diesmal jedoch für einen Radius der untersuchten Region von  $2^\circ$  und einem Abstand zu der Pointing Position von  $3^\circ$ . Die *upper limits* sind jeweils um etwa einen Faktor 2 besser als in Abbildung 14, in der ein Radius von  $1^\circ$  und ein Offset von  $1,5^\circ$  verwendet wurden.

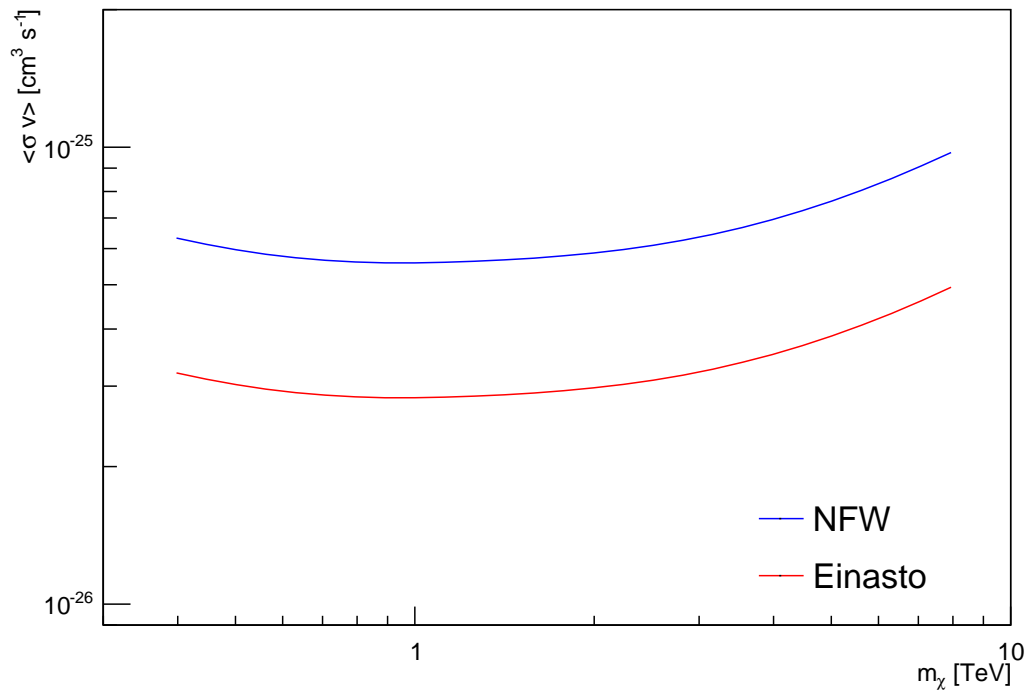


Abbildung 19: *Upper limits* (mit 95% CL) an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten Wirkungsquerschnitt als Funktion der für den Fit angenommenen Teilchenmasse der Dunklen Materie für das NFW und Einasto Verteilungsprofil. Im Gegensatz zu Abbildung 14 wurden hier der Radius der untersuchten Region zu  $2^\circ$  und der Abstand zur Pointing Position  $3^\circ$  gewählt, da sich dies wie in Abbildung 16 dargestellt als bevorzugte Strategie herausstellte.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit hatte das Ziel, die Wahl der Quell- und Untergrund-Regionen für die Suche nach Dunkler Materie im galaktischen Zentrum mit CTA zu optimieren. Das Ergebnis dieser Optimierung ist eine möglichst große Quellregion als die beste mögliche Suchstrategie. Da hierbei jedoch Effekte, wie die Sensitivitätsverringering bei einem größeren genutzten Teil des Gesichtsfeld außer Acht gelassen wurden, ist es möglich, dass dieses Ergebnis nur bedingt gilt.

Die für CTA simulierten *upper limits* an den, mit der Geschwindigkeit gewichteten, Annihilationswirkungsquerschnitt für ein mit Null verträgliches Signal sind hierbei um etwas mehr als eine Größenordnung niedriger als die mit dem H.E.S.S. Teleskop bestimmten (Abramowski et al. (2011)), die als bis dato besten *upper limits* in der Größenordnung von ca. 0,5-10 TeV gelten. Zu beachten ist allerdings, dass es sich bei diesen *upper limits* nur um eine Näherung handelt. Experimentelle Daten könnten aufgrund von getroffenen Annahmen abweichen. So sind Eigenschaften von CTA, wie die effektive Fläche und der Fluss des astrophysikalischen Untergrunds, nur für Punktquellen mit ungesicherter Größe gegeben und mit einer simplen Skalierung für diese Simulation benutzt worden.

Betrachtet man die beispielhafte Wahl der Suchstrategie in Abramowski et al. (2011), die in Abbildung 8 dargestellt ist, so lässt sich auch eine mögliche Verbesserung dieser *upper limits* mit dem H.E.S.S. Teleskop vermuten. Auch wenn das Gesichtsfeld des Teleskops wesentlich eingeschränkter ist als es bei CTA sein wird, hätte eine Messung mit einer Pointing Position außerhalb der Quellregion zum einen den Vorteil einer größeren beobachteten Fläche, zum anderen auch einen höheren mittleren Abstand der Untergrund-Regionen zu dem Galaktischen Zentrum.



## Literaturverzeichnis

- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S. *Physical Review Letters*, 106(16): 161301, Apr. 2011. doi: 10.1103/PhysRevLett.106.161301.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. Discovery of very-high-energy  $\gamma$ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature*, 439:695–698, Feb. 2006. doi: 10.1038/nature04467.
- Babcock, H. W. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 19: 41–51, 1939. doi: 10.5479/ADS/bib/1939LicOB.19.41B.
- Begeman, K. G., Broeils, A. H., & Sanders, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *MNRAS*, 249:523–537, Apr. 1991.
- Bergström, L. Dark matter candidates. *New Journal of Physics*, 11(10):105006, Oct. 2009. doi: 10.1088/1367-2630/11/10/105006.
- Bernlöhr, K., Barnacka, A., Becherini, Y., et al. Monte Carlo design studies for the Cherenkov Telescope Array. *Astroparticle Physics*, 43:171–188, Mar. 2013. doi: 10.1016/j.astropartphys.2012.10.002.
- Catena, R. & Ullio, P. A novel determination of the local dark matter density. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8:004, Aug. 2010. doi: 10.1088/1475-7516/2010/08/004.
- Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, 648:L109–L113, Sept. 2006. doi: 10.1086/508162.
- Diemand, J., Kuhlen, M., Madau, P., et al. Clumps and streams in the local dark matter distribution. *Nature*, 454:735–738, Aug. 2008. doi: 10.1038/nature07153.
- Einasto, J. On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters. *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 5:87–100, 1965.
- Governato, F., Zolotov, A., Pontzen, A., et al. Cuspy no more: how outflows affect the central dark matter and baryon distribution in  $\Lambda$  cold dark matter galaxies. *MNRAS*, 422:1231–1240, May 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20696.x.
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462:563, May 1996. doi: 10.1086/177173.

- Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., et al. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes. *MNRAS*, 391:1685–1711, Dec. 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14066.x.
- Tasitsiomi, A. & Olinto, A. V. Detectability of neutralino clumps via atmospheric Cherenkov telescopes. *Phys. Rev. D*, 66(8):083006, Oct. 2002. doi: 10.1103/PhysRevD.66.083006.
- van Eldik, C. Gamma-rays from the Galactic Centre Region: a review. in preparation.
- Wilfert, T. Untersuchung von Dunkler Materie Annihilation im Galaktischen Zentrum. in preparation.
- Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933.





## **Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 23.02.2015

Niklas Römmelt