

# **Simulationsstudien zum Nachthimmel-Untergrund beim GCT-Teleskop für das Cherenkov Telescope Array**

**Bachelorarbeit aus der Physik**

vorgelegt von

**Christopher Schönwälder**

Tag der Abgabe: 02.05.2016

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



1. Gutachter: Prof. Dr. Stefan Funk
2. Gutachter: Prof. Dr. Christopher van Eldik



# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>5</b>  |
| <b>2</b> | <b><math>\gamma</math>-Astronomie</b>                                | <b>7</b>  |
| 2.1      | Kosmische Strahlung und Gammastrahlung . . . . .                     | 7         |
| 2.1.1    | Quellen und Entstehung der kosmischen Teilchenstrahlung . . . . .    | 8         |
| 2.1.2    | Entstehung von Gammastrahlung . . . . .                              | 9         |
| 2.2      | Atmosphärische Cherenkov-Teleskope . . . . .                         | 12        |
| 2.2.1    | Atmosphärischer Luftschauder . . . . .                               | 12        |
| 2.2.2    | Detektion . . . . .  | 15        |
| 2.2.3    | Aufbau . . . . .   | 16        |
| 2.3      | Das Cherenkov Telescope Array . . . . .                              | 20        |
| 2.3.1    | Teleskoptypen . . . . .  | 21        |
| 2.3.2    | Das GCT . . . . .  | 22        |
| <b>3</b> | <b>Simulationsstudien</b>  | <b>25</b> |
| 3.1      | ROBAST . . . . .   | 25        |
| 3.2      | Simulation . . . . .   | 26        |
| 3.3      | Ergebnisse . . . . .   | 29        |
| 3.3.1    | Effektive Fläche und Gesichtsfeld . . . . .                          | 29        |
| 3.3.2    | Verteilung fokussierter Photonen auf dem Boden . . . . .             | 31        |
| 3.3.3    | Verteilung von fokussierten Photonen<br>in der Kameraebene . . . . . | 35        |
| 3.3.4    | Rate des Nachthimmeluntergrunds . . . . .                            | 37        |
| 3.4      | Diskussion . . . . .   | 41        |

|          |                        |           |
|----------|------------------------|-----------|
| <b>4</b> | <b>Zusammenfassung</b> | <b>43</b> |
| 4.1      | Fazit . . . . .        | 43        |
| 4.2      | Ausblick . . . . .     | 44        |

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Wissenschaft der Astronomie beschäftigt sich seit Jahrtausenden mit dem Studieren und Beobachten von Gestirnen. Dabei ist das Ziel, die Eigenschaften der Objekte des Universums wie Planeten, Sterne, Galaxien, Galaxienhaufen, etc. zu erklären. Eine der herausragendsten Ergebnisse der Astronomie und für die Beobachtung solcher Objekte enorm wichtige Entdeckung stellt die kosmische Strahlung dar. Auf diese, damals noch unter dem Namen der Höhenstrahlung bekannte Beobachtung, stieß Victor Franz Hess eher ungewollt im Jahre 1912. Er stieg mit einem Elektrometer ausgerüstet und der Hilfe eines Ballons auf Höhen von mehreren Kilometern. Das Elektrometer nutzte er um den Abfall der vom Boden kommenden radioaktiven Strahlung zu messen. Die durch geladene Teilchen verursachten Ionenpaare in der Luft würden sich zum Elektrometer bewegen und es darauffolgend entladen. Bei seinem Experiment stellte er allerdings nicht nur den erwarteten anfänglichen Abfall fest, sondern maß überraschenderweise eine mit der Höhe anwachsende Anzahl an Ionenpaaren. Aufgrund der Zunahme schloss er auf eine dem All ursprüngliche Strahlung, der kosmischen Strahlung. Wie wir heute wissen, handelt es sich um eine hochenergetische Teilchenstrahlung im Energiebereich von  $10^9 \text{eV} \leq E \leq 10^{21} \text{eV}$ , welche größtenteils aus Protonen und Heliumkernen besteht. Schwerere Kerne oder Elektronen spielen eine stark subdominante Rolle. Zusätzlich zu Beobachtungen im optischen Wellenlängenbereich liefert die Entdeckung der kosmischen Teilchenstrahlung eine weitere Komponente zur Aufklärung der Geschehnisse im Universum. Eines der großen Probleme in der Beobachtung mittels kosmischer Strahlung ist das Lokalisationsproblem, hervorgerufen durch das Zusammenspiel galaktischer und extragalaktischer Magnetfelder und der Lorentzkraft. Aufgrund der Magnetfelder werden geladene Teilchen auf dem Weg von der Quelle zum Beobachter mehrfach abgelenkt, was eine direkte Beobachtung der Quelle unmöglich macht. Eine Variante über die Objekte des Universums dennoch direkt Informationen zu erhalten ist die Beobachtung kosmischer Gammastrahlung. Diese ist eine hochenergetische elektromagnetische Strahlung, deren Ursprung mit der schon erwähnten kosmischen Strahlung in direktem Zusammenhang steht. Die Entstehung von Gammastrahlung wird im Zuge der nächsten Kapitel detaillierter erklärt. Vorteil der Beobachtung von Gammastrahlung liegt vor allem darin, dass diese nicht von Magnetfeldern

abgelenkt wird und es somit erlaubt, die beobachtete Strahlung direkt auf eine Quelle zurückzuführen.

In dieser Arbeit wird sich speziell auf ein Teleskopfeld konzentriert, dass gezielt Gammastrahlung beobachtet. Dieses sich noch in der Planung befindende Projekt ist das Cherenkov Telescope Array (CTA). Cherenkov-Teleskope machen sich zum einen die Entstehung eines Luftschauers, ausgelöst durch Gammastrahlung, zum anderen das durch den Schauer ausgelöste Cherenkov-Licht zunutze. Diese beiden Effekte werden genauer in Kapitel 2.2.1 erklärt. Das entstehende Cherenkov-Licht wird mittels eines Spiegels auf eine Kamera abgebildet und aufgenommen. Dabei wird bei CTA eine neue Zwei-Spiegel-Technik untersucht, in der das Licht nicht wie bisher üblich über einen Spiegel, sondern über zwei Spiegel fokussiert wird. Dies hat zwar den Vorteil, kleinere Kamera- und Detektortechnik verwenden zu können, wirft allerdings gleichzeitig die Frage auf, wie sich das Untergrundrauschen im Vergleich zum herkömmlichen Design ändert. Da das zu beobachtende Cherenkov-Licht sich im sichtbaren Wellenlängenbereich befindet, existiert in den Aufnahmen ein großer Gehalt an Untergrundstrahlung von gewöhnlichen Abendlichtquellen. Eine Besonderheit des Zwei-Spiegel-Designs ist, dass vom Boden reflektierte Untergrund-Photonen über den Sekundärspiegel in die Kamera fokussiert werden können.

In dieser Arbeit wird untersucht, inwiefern durch das Anbringen von Abschirmungen (Blenden) am Sekundärspiegel solche Untergrund-Photonen abgeschirmt werden können. Dabei werden mithilfe eines Softwareprogramms namens ROBAST Simulationen durchgeführt, die den Untergrund des Nachthimmels simulieren soll. Eine wichtige Rolle spielt dabei die effektive Spiegelfläche und ihre Abhängigkeit von der Länge der Blenden. Ziel dieser Arbeit ist herauszufinden, ob die vom Boden reflektierte Untergrundstrahlung signifikant vermindert werden kann, ohne die effektive Spiegelfläche zu stark einzuschränken. Hierzu wird dem Leser in Teil 2 der Arbeit ein Einblick in die wichtigsten theoretischen Grundlagen gegeben. Dies zeigt zunächst die grundlegenden Bausteine der Gammaastronomie auf. Danach soll das Cherenkov Telescope Array genauer beleuchtet werden, wobei im Zentrum des Unterkapitels die Erklärung der verschiedenen Teleskoptypen steht. Im Kapitel 3.1 wird anschließend die in der Arbeit verwendete Software beschrieben und deren Verwendung erklärt. Kapitel 3.2 und 3.3 soll dazu dienen, die Vorgehensweise und die Ergebnisse der Arbeit zu erläutern. Abschließend soll zur Abrundung der Arbeit eine Zusammenfassung stehen, kombiniert mit einem Blick in die Zukunft und die Projekte die diese mit sich bringt.

# Kapitel 2

## $\gamma$ -Astronomie

Im Folgenden werden die für die Arbeit grundlegenden Themen näher beleuchtet. Dabei soll zuerst die  $\gamma$ -Astronomie, zusammen mit ihrer Theorie und Zielsetzung, verständlich gemacht werden. Anschließend wird zudem detaillierter auf das Cherenkov Telescope Array eingegangen, um dem Leser zu ermöglichen die Schritte im dritten Teil der Arbeit verbessert in Kontext zu setzen.

### 2.1 Kosmische Strahlung und Gammastrahlung

Die Gammaastronomie wählt die Herangehensweise die Ziele der Astronomie mittels Untersuchung von Gammastrahlung zu bewältigen. Angesichts des viel höheren Energiebereichs im Vergleich zu anderen Strahlungsarten, z.B der optischen Strahlung, ermöglicht diese Art der Beobachtung Einblicke in zuvor unbekannte und sehr energiereiche Phänomene des Universums. Gammastrahlung bezeichnet zunächst jede elektromagnetische Strahlung, deren Energie etwa 200 keV übersteigt, bis hin zu Energien im TeV Bereich. Die Erdatmosphäre ist jedoch für Gammastrahlung undurchlässig, was für die Detektion gewisse Herausforderungen mit sich bringt. Diesen wird mit zwei verschiedenen Detektionsvarianten begegnet. Zum einen können Instrumente direkt im All, bzw. großen Höhen, installiert werden, wie es für das Fermi Large Area Telescope und dem AGILE-Satellit unternommen wurde. Solche Satelliten decken jedoch aufgrund der enormen Kosten nur eine geringe Fläche ab und sind daher eher ungeeignet für Gammastrahlung im TeV-Bereich. Zum anderen wird auf bodengebundene Cherenkov-Teleskope, wie zum Beispiel H.E.S.S., MAGIC und VERITAS, zurückgegriffen. Auf die Funktionsweise solcher Cherenkov-Teleskope wird in Kapitel 2.2 genauer eingegangen.

Abbildung 2.1 zeigt in galaktischen Koordinaten den Himmel im Gammastrahlungsbereich bei Energien über 1 GeV.

Wie schon zuvor erwähnt, steht die Gammastrahlung mit der kosmischen Teilchenstrahlung im direkten Zusammenhang. Daher müssen, um auf die Entstehung von Gammastrahlung eingehen zu können, zunächst die Quellen und die Entstehung der kosmischen

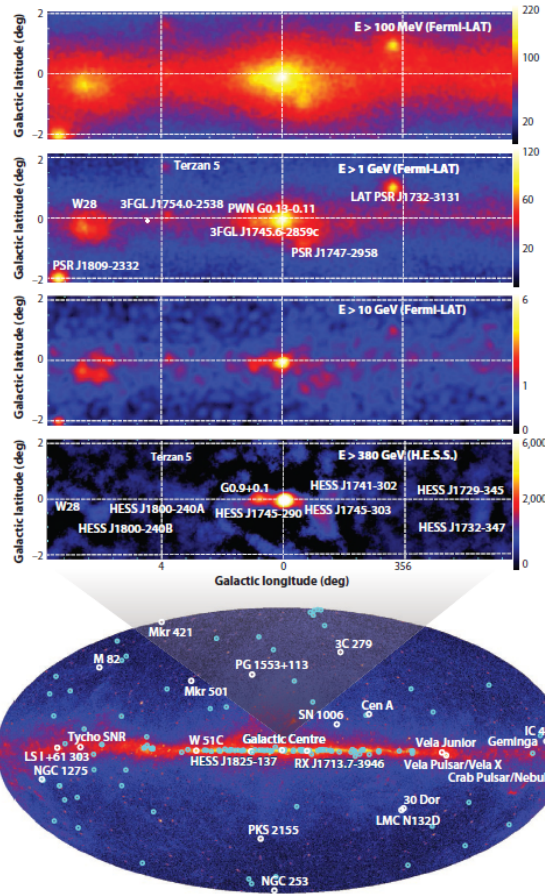


Abbildung 2.1: Gammastrahlungs Universum für  $E \geq 1\text{ GeV}$ , aufgenommen von Fermi-LAT [1]

Teilchenstrahlung betrachtet werden.

### 2.1.1 Quellen und Entstehung der kosmischen Teilchenstrahlung

Bei den Quellen von Gammastrahlung wird in galaktisch und extragalaktisch unterschieden. Dabei werden im Energiespektrum den extragalaktischen Quellen die Komponente höherer Energie zugeordnet, da vermutet wird, dass sehr hochenergetische Teilchen vom eher schwachen Magnetfeld der Milchstraße ( $\sim \mu\text{Gs}$ ) nicht gehalten werden können und der Fluß dieser Teilchen in der galaktischen Komponente sehr niedrig ist. Der Übergang von galaktischer zu extragalaktischer Strahlung ist jedoch noch nicht sicher bekannt.

Nun gilt zu klären, welche Quellen als Ursachen für die verschiedenen Energien in Frage kommen. Für die sehr hochenergetische Komponente werden im Allgemeinen kompakte



Objekte, meist in den Jets von zum Beispiel Pulsaren, Quasaren, aktiven galaktische Kernen etc. angenommen. Für die Strahlung der Energien  $\leq 10^{15}$  eV wird ein dominierender Effekt angenommen, der in Überresten von Supernovae vermutet wird, der Fermi Beschleunigung erster Ordnung. Diese benötigt ein Medium, etwa ein planetarischer Nebel und eine schnelle, große Schockfront. Diese Schockfront besitzt für gewöhnlich bewegliche magnetische Inhomogenitäten, die dafür verantwortlich sein können, dass ein von der Schockfront beschleunigtes geladenes Teilchen wiederholt hinter sie gelangen kann und erneut beschleunigt wird. Der Energiegewinn beträgt pro Überqueren der Schockfront  $\sim 1\%$ . Das bedeutet, dass für die beobachteten Energien der erwähnte Effekt sehr oft wiederholt werden muss.

### 2.1.2 Entstehung von Gammastrahlung

Die Entstehung von Gammastrahlung kann man prinzipiell in drei grundlegende Gruppen unterteilen. Leptonische Emission, Hadronische Emission und Annihilation und Zerfall von Dunkler Materie.

#### Leptonische Emission

Energieverluste beschleunigter Teilchen sind im Bereich der leptonischen Emission auf zwei Effekte zurückzuführen, der Synchrotronstrahlung und dem inversen Compton-Effekt. In Abbildung 2.2 sind die spektralen Bereiche der beiden Effekte aufgeführt.

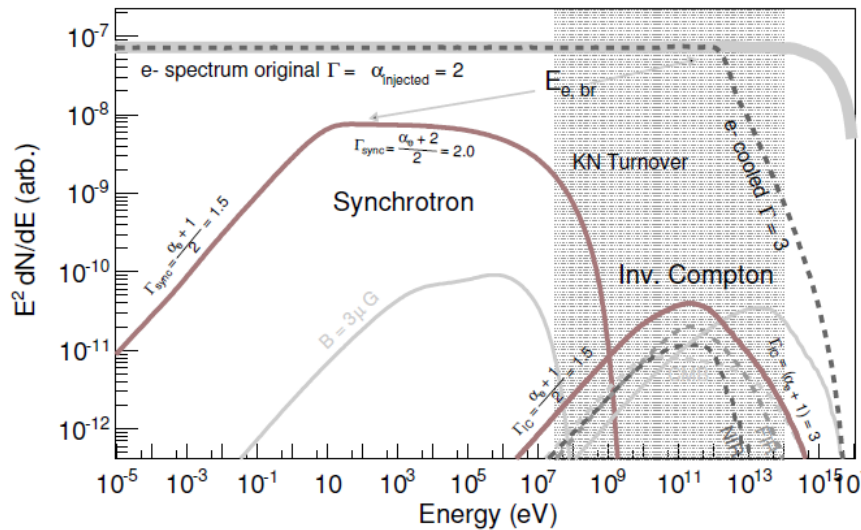


Abbildung 2.2: Spektrale Energieverteilung von Gammastrahlung hervorgerufen durch Elektronen[1]

**Synchrotronstrahlung** Synchrotronstrahlung tritt auf, sobald relativistische Teilchen aufgrund eines von außen wirkenden Magnetfelds  $B$  ihre Richtung ändern. Die Energie  $E_{sync}$  der dabei emittierten Synchrotronphotonen errechnet sich wie folgt[1]:

$$E_{sync} = 0.2 \frac{B}{10 \mu G} \left( \frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ eV} \quad (2.1)$$

Betrachtet man demnach TeV Elektronen, die in einem Magnetfeld mit einer magnetischen Flussdichte von  $10 \mu G$  abgelenkt werden, beträgt die maximale Energie der Synchrotronphotonen  $0.2 \text{ eV}$ .

In Abbildung 2.2 ist auch zu erkennen, dass ab Energien um  $10^6 \text{ eV}$  ein anderer Effekt eine Rolle spielt.

**Inverser Compton-Effekt** Dieser Effekt bezeichnet die Streuung eines hochenergetischen Elektrons der Energie  $E_e$  an einem niederenergetischen Photon mit der Energie  $E_{ph}$ . Bei der Interaktion der beiden Teilchen kommt es zu einer partiellen Energieübertragung des Elektrons auf das Photon. Dies erschafft eine breite spektrale Verteilung der hochenergetischen Photonen, deren Maximalenergie

$$E_{IC} = 5 \times 10^9 \frac{E_{ph}}{10^{-3} \text{ eV}} \left( \frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ eV} \quad (2.2)$$

ist[1].

## Hadronische Emission

In Abbildung 2.3 wird die Energieverteilung von Gammastrahlung dargestellt, die durch die Wechselwirkung beschleunigter Protonen mit Materie hervorgerufen wird.

Sofort fällt die Ähnlichkeit im Bereich von Energien bis  $10^5 \text{ eV}$  auf. Dies liegt an der Art der Entstehung von Strahlung in Form von Synchrotronstrahlung, die durch sekundären Elektronen verursacht wird. Die Entstehung solcher Sekundärteilchen wird in Kapitel 2.2.1 näher beleuchtet. Ein weiteres Nebenprodukt der primären kosmischen Strahlung stellen Pionen dar. Diese entstehen durch hadronische Interaktionen von Protonen bzw. Neutronen miteinander. Solche Interaktionen können beispielsweise in der Atmosphäre der Erde oder auch in interstellaren Gaswolken vorkommen. Pionen können je nach Ladung in unterschiedliche Teilchen zerfallen. Die Zerfallsgleichungen sind in (2.3) dargestellt:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (2.3)$$

Die Entstehende Gammastrahlung ist in Abbildung 3 von Energien im MeV Bereich bis zum Cutoff bei  $100 \text{ TeV}$  zu erkennen.

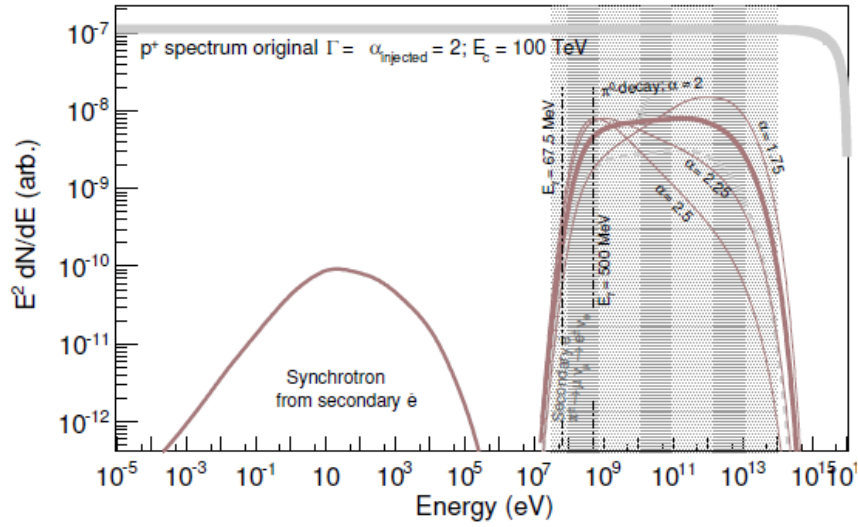


Abbildung 2.3: Spektrale Energieverteilung von Gammastrahlung hervorgerufen durch beschleunigten Protonen[1]

## Dunkle Materie

Die verbleibende Möglichkeit Gammastrahlung zu erzeugen, liegt in der Annihilation oder im Zerfall von Dunkler Materie. Die Endprodukte dieser Prozesse können verschieden sein. Die Modelle der Supersymmetrie haben einen Zerfall der leichteren Teilchen, z.B. dem Neutralino zur Folge. Je nach Zerfallskanal würden die entstehenden Zerfallsprodukte folgende Teilchen  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $ZZ$ ,  $W^+W^-$ , etc beinhalten. Unglücklicherweise erzeugt jeder dieser Zerfallskanäle ein ähnliches Spektrum an Gammastrahlung. Dieses ist jedoch, wie in Abbildung 4 sichtbar, vom Zerfall von Mesonen überschattet und gleicht somit stark den schon besprochenen Spektren.

Der Fluss jener der Annihilation von Dunkler Materie ursprünglichen Gammastrahlung lässt sich durch folgenden Ausdruck beschreiben[1]:

$$\Phi = \left( \frac{\langle \sigma v \rangle}{M^2} \frac{dN_\gamma}{dE} \right) \left( \frac{1}{4\pi} \int_{LOS} \rho^2 dl \right) \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet  $\langle \sigma v \rangle$  den Annihilationswirkungsquerschnitt gewichtet mit der Geschwindigkeit eines Dunkle Materie Teilchens der Masse  $M$ . Das Spektrum der Gammastrahlung wird durch  $\frac{dN_\gamma}{dE}$  beschrieben. Der zweite Teil zeigt das *line-of-sight* Integral der Teilchendichte der dunklen Materie  $\rho$  zum Quadrat.

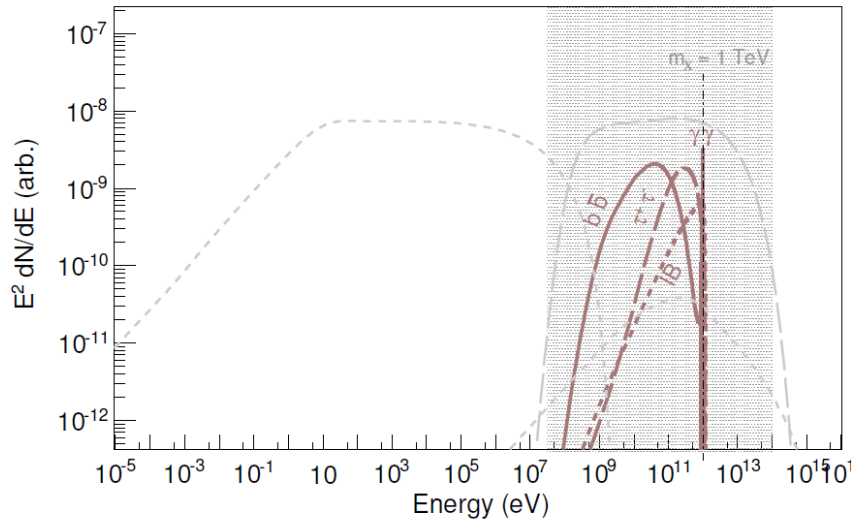


Abbildung 2.4: Spektrale Energieverteilung von Gammastrahlung hervorgerufen durch Neutralino Annihilation[1]

## 2.2 Atmosphärische Cherenkov-Teleskope

### 2.2.1 Atmosphärischer Luftschauer

Seit der Entdeckung der Kosmischen Strahlung durch Victor Hess, ist es das Ziel, effiziente Methoden zu entwickeln, jene Strahlung studieren zu können. Je höherenergetischer diese Teilchen jedoch sind, desto niedriger wird deren Fluss. Dies stellt in der aktuellen Lage dieses Forschungsgebietes eine Schwierigkeit dar, deren Lösung im Bauen von großen Detektorfeldern gesucht wird. Da diese zu teuer wären, um sie außerhalb der Erdatmosphäre zu bauen, stehen die Wissenschaftler vor einer weiteren Herausforderung ihr Ziel zu erreichen, den atmosphärischen Teilchenschauern.

#### Entstehung

Ein solcher Teilchenschauer entsteht, sobald ein hoch energetisches Teilchen auf die Erdatmosphäre trifft. Folgende grundlegende Prozesse spielen dabei eine wichtige Rolle:

**Paarbildung** Wechselwirkt ein hochenergetisches Photon mit dem Coulombfeld eines Kerns, so ermöglicht dies die Entstehung eines Elektron-Positron-Paars.

**Bremsstrahlung** Bremsstrahlung bezeichnet die von geladenen Teilchen emittierte hochenergetische Photonen, sobald diese eine Beschleunigung erfahren.

Demnach kreiert ein ankommendes Gammastrahlungsphoton beim Eindringen in die Erdatmosphäre ein Elektron-Positron-Paar. Dieses kann nun mittels Bremsstrahlung erneut hochenergetische Photonen erzeugen, die wiederum mit Hilfe des Paarbildungseffekts Elektron-Positron-Paare erschaffen. Dieser Schauer trägt sich soweit fort, bis die Energie des anfänglichen Photons so weit gestreut wurde, dass die Sekundärteilchen nicht genügend Energie besitzen um die beiden Effekte auszuführen. Die vom Material mit Atomarer Massenzahl  $A$  und Kernladungszahl  $Z$  abhängige elektromagnetische Strahlungslänge ist gegeben durch den Ausdruck in Gleichung (2.5)[2]. Diese ist eine charakteristische Größe für den Energieverlust elektromagnetischer Teilchen und ist somit bedeutsam für die Länge eines elektromagnetischen Schauers.

$$X_0 = \left[ 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} Z^2 \ln \left( 183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) \right]^{-1} [\text{g cm}^{-2}] \quad (2.5)$$

$\alpha = \frac{1}{137}$  bezeichnet die Feinstrukturkonstante,  $r_e$  den Elektronradius und  $N_A$  die Avogadro-Konstante.

Der Energieverlust eines Elektrons mittels Bremsstrahlung lässt sich mithilfe dieser Größe bestimmen[2]:

$$E(X) = E_0 \exp \left( -\frac{X}{X_0} (1 + b) \right) \quad (2.6)$$

mit  $X = \int \rho dz$  der Eindringtiefe und  $b = 1 / \left( 18 \ln(183/Z^{\frac{1}{3}}) \right)$ , wobei in der Luft  $b = 0,0122$  beträgt. Dies wiederum hat zur Folge, dass ein Elektron die Hälfte seiner Energie nach einer Eindringtiefe von  $R = X_0 \ln(2)$  verloren hat. Ähnlich kann dies für den Paarbildungseffekt berechnet werden[2]:

$$\mu(X) = 1 - \exp \left( -\frac{X}{X_0} \left( \frac{7}{9} - \frac{b}{3} \right) \right) \quad (2.7)$$

Die Strahlungslänge in der Atmosphäre variiert jedoch stark mit der Dichte. Das hat zur Folge, dass ein Schauer mit zunehmender Eindringtiefe beschleunigt an Energie verliert. Die Höhe  $z_{max}$ , an der der Schauer sein Maximum erreicht, spielt dabei in der Detektion eine signifikante Rolle. Unter Annahme einer isothermischen Atmosphäre im hydrostatischen Gleichgewicht kann diese Größe wie folgt beschrieben werden[2]:

$$z_{max} = z_0 \log \left( \frac{\rho_0 z_0}{X_0} \right) - z_0 \log \left( \log \left( \frac{E_0}{E_e} \right) \right) = 9\text{km} - 8.4\text{km} \times \log \left( \log \left( \frac{E_0}{1\text{TeV}} \right) \right) \quad (2.8)$$

Diese Größe lässt auch auf das eindringende Teilchen rückschließen. Ein Hadronischer Schauer, ausgelöst durch ein Proton, weist eine breitere Verteilung auf und braucht in der Regel länger um sich zu entwickeln.

## Cherenkov-Strahlung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v > c$  in einem dielektrischen Medium, so werden die umgebenden Atome polarisiert und erzeugen dabei elektromagnetische Wellen. Dies rührt daher, dass das geladene Teilchen die Atome in der Luft schneller passiert, als die Information zu eben jenen Atomen gelangen kann. Das hat einen lokalen Ladungsüberschuss zur Folge wie er in folgender Abbildung 2.1 dargestellt ist.

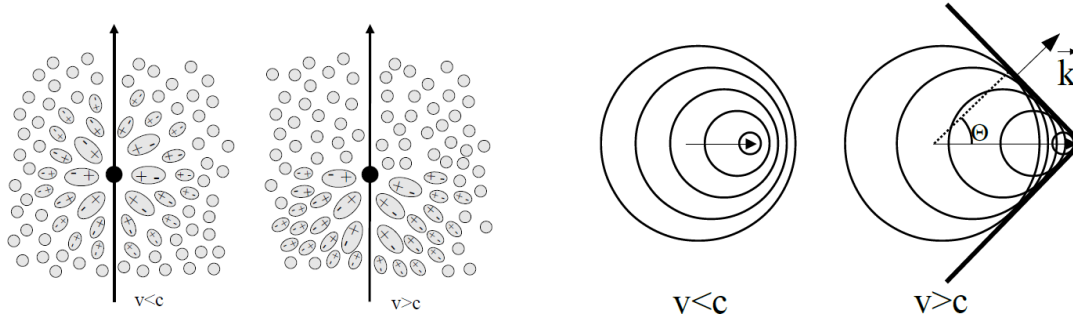


Abbildung 2.1: Links: Graphische Darstellung eines geladenen Teilchens, dass mit einer Geschwindigkeit  $v < c$  und  $v > c$  durch ein Material propagiert. Rechts: Graphische Darstellung der Wellenfronten von Cherenkov-Licht, ausgelöst durch ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit  $v < c$  bzw.  $v > c$ . [2]

Der rechte Teil der Abbildung zeigt dabei die Entwicklung der Wellenfront der sogenannten Cherenkovstrahlung. Diese bildet einen Kegel mit Öffnungswinkel  $\theta$ . Die Anzahl der dabei emittierten Photonen pro infinitesimaler Länge und Wellenlänge ergibt sich durch folgenden Ausdruck [2]:

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}, \quad \cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.9)$$

Die totale Menge an erzeugtem Cherenkov-Licht folgt dabei der Relation in Gleichung (2.10).

$$\frac{dN_{ph}}{d\lambda} = \int dX N_e(t) \times \frac{d^2 N_{ph}}{dX d\lambda} \quad (2.10)$$

Es kann gezeigt werden, dass  $\frac{dN_{ph}}{d\lambda}$ , die totale Menge an produzierten Cherenkov Licht in (2.10) fast proportional zur Energie des Primärteilchens ist und somit eine Bestimmung dieser auch in inhomogenen Materialien ermöglicht [2]. Der Cherenkov Winkel jedoch variiert aufgrund von Unterschieden in der Dichte der Atmosphäre ( $\sim 0.2^\circ$  bei einer Höhe von  $\sim 30\text{km}$  und  $1.5^\circ$  auf Meereshöhe). Dies führt zu einer Verteilung am Boden, wie sie in Abbildung 2.2 dargestellt ist:

Diese entspricht einem Lichtkreis mit  $R = 150\text{m}$ . Die Form eines Kreises ist die Folge zweier gegenläufiger Effekte: der Änderung des Cherenkov-Winkels mit der Höhe, sowie dem Eindringen des Schauers in die Atmosphäre.

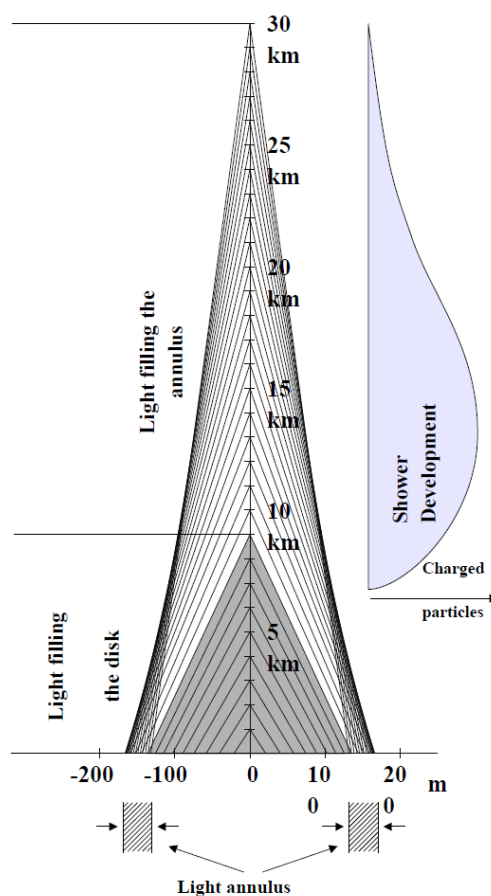


Abbildung 2.2: Graphische Darstellung einer Schauerentwicklung und der durch den Schauer ausgelöste Lichtkegel [2]

### 2.2.2 Detektion

Die erste Messung von Cherenkovstrahlung, die durch einen Luftschauder ausgelöst wurde, gelang mittels Photomultiplier Tubes (PMT) und einem analogen Oszilloskop[3]. Heutige Cherenkov-Teleskope verwenden ähnliche Methoden, sind allerdings mittlerweile dazu in der Lage Spiegelflächen von  $> 600 \text{ m}^2$  zu erreichen, in denen tausende von PMTs zusammen mit GHz Abtastraten und modernen Trigger-Systemen verwendet werden. Eine Neuheit bei CTA wird das neue Zwei-Spiegel-System sein. Bisher wurde in momentan existierenden Cherenkov-Teleskopen nur ein Spiegel verwendet, der das zu detektierende Licht auf eine Kamera fokussiert. Bei CTA wird die neue Methode bei einem Teil der Teleskope zum tragen kommen. Dies hat vor allem den Vorteil, dass dieameratechnik kleiner und somit kostengünstiger gestaltet werden kann. Beide Varianten eines Teleskops sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

Die Detektion eines Luftschauders an sich stellt eine lösbare Aufgabe dar. Neben dieser entpuppt sich die Schauerrekonstruktion als schwierige Herausforderung. Der momentan



erfolgreichste Lösungsansatz, die Stereoskopie, ist in Abbildung 8 dargestellt. Wie für ein Teleskop üblich, werden auch hier große konvexe Reflektoren benötigt um das zu detektierende Cherenkovlicht auf die Kamera zu fokussieren. Diese dadurch erhaltenen Informationen lassen auf die Eigenschaften der Primärstrahlung rückschließen. In der Methode der Stereoskopie wird der Schauer über das Array mittels mehrerer Teleskope von jeweils verschiedenen Positionen beobachtet. Dadurch wird eine geometrische Schauerrekonstruktion ermöglicht.

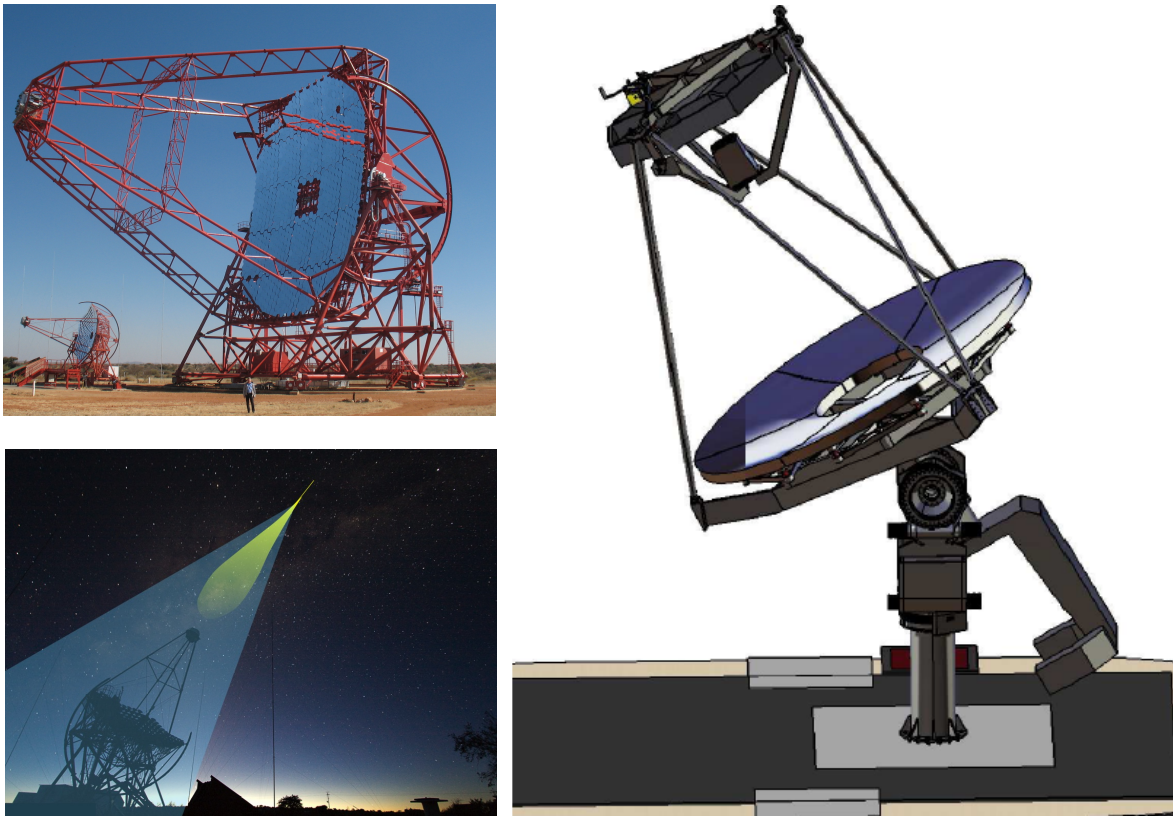


Abbildung 2.3: Oben links: Foto des H.E.S.S II Teleskops[4]. Unten links: Illustration eines Teilchenschauers zusammen mit dem blauen Cherenkov-Licht, dass von einem der H.E.S.S. Teleskope detektiert wird[5]. Rechts: Computer Model des GCT Teleskops[6]

### 2.2.3 Aufbau

In diesem Kapitel sollen die generellen Prinzipien des Aufbaus eines Atmosphärischen Cherenkov Teleskops (ACT) erklärt werden. Dabei wird zunächst auf die Optik eingegangen, gefolgt von der Struktur, der Kameras und der Trigger Systeme.



## Optik

Für die optischen Systeme existieren zwei grundlegende Bedingungen zur Detektion der Cherenkovstrahlung. Zum einen ist eine große Spiegelfläche wünschenswert, um so viele Cherenkov-Photonen wie möglich zu sammeln. Glücklicherweise spielen dabei Qualität der Oberfläche und die Form der Spiegel eine untergeordnetere Rolle, als bei optischen Teleskopen. Eine Auflösung von einigen Bogenminuten ist für gewöhnlich ausreichend. Umgesetzt wird dies durch schachbrettartig montierte Reflektoren, bestehend aus mehreren hundert Einzelspiegeln. Auf der anderen Seite wird, wie zuvor erwähnt, ein möglichst großes Gesichtsfeld angestrebt. In der Kameraebene stellen Schauer wie in Abbildung 2.4 dargestellt eine Ellipse dar. Diese Bilder sind jedoch von der Ankunftsrichtung des Primärteilchens versetzt, was bedeutet, dass die Position der Quelle im Gesichtsfeld nicht der im Bild entspricht. Dieser Offset ist proportional zum Schauerparameter, der die Distanz zwischen der Projektion des Schauerzentrums auf dem Boden und dem Teleskop beschreibt. Dieser Offset hat zur Folge, dass für die Beobachtung einer Punktquelle ein großes Gesichtsfeld benötigt wird, wobei viele Zielobjekte (Supernovaüberreste, Pulsarwindnebel etc.) eine noch größere Ausdehnung besitzen. In aktuell installierten Arrays liegt momentan ein Gesichtsfeld von  $3^\circ$ - $5^\circ$  vor, wobei zukünftige Projekte, wie zum Beispiel CTA,  $8^\circ$ - $10^\circ$  erreichen sollen.

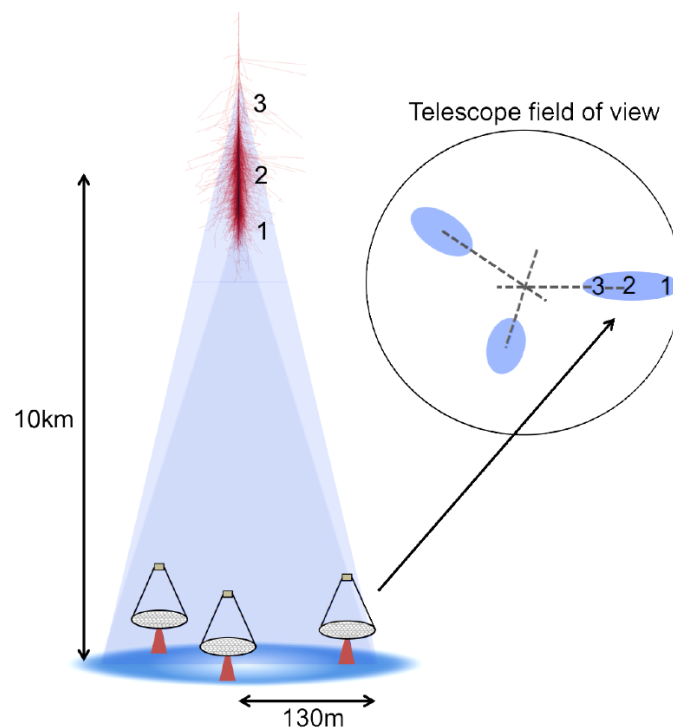


Abbildung 2.4: Illustration der Stereoskopie-Methode. Das Primärteilchen löst einen atmosphärischen Schauer aus, der wiederum Cherenkovstrahlung erzeugt.[3]

## Mechanische Struktur

Der mechanische Aufbau eines ACT stellt allein aufgrund seiner Größe und dem Gewicht der Detektortechnik weitere Herausforderungen dar. Für deren Bewältigung existieren zwei verschiedene Herangehensweisen. Die offensichtlichere Methode der beiden ist, ein räumliches Tragwerk aus Stahl zu bauen, wie es beispielsweise bei H.E.S.S und VERITAS Teleskopen verwendet wird. Die Alternative hierzu ist, von leichtgewichtigen Kohlefasern zusammen mit einem aktiven Spiegelsystem Gebrauch zu machen. Aufgrund des Eigengewichts kann es bei Rotation des Teleskops zur Krümmung der Teleskopstruktur kommen. Ein aktives Spiegelsystem dient dazu, dies auszugleichen. Die zweite Variante wird bei den MAGIC Teleskopen eingesetzt und ist zudem für die größeren Teleskope der nächsten Jahre vorgesehen.

## Kameras

Cherenkov-Teleskope benötigen, um ein ausreichend großes Gesichtsfeld zu erreichen, große Kameras. In vielen Fällen wird für die Photodetektor-Pixel auf Photomultiplier Tubes (PMTs) zurückgegriffen, welche neben einer angemessenen Detektionseffizienz eine Reaktionszeit im Nanosekundenbereich, große Detektionsfläche und sehr gute Signalverstärkung ( $\sim 10^5$ ) aufweisen können. All diese Faktoren erlauben eine gute Auflösung eines einzelnen Photons. In Abbildung 2.5 ist ein Beispiel einer PMT-Kamera dargestellt.

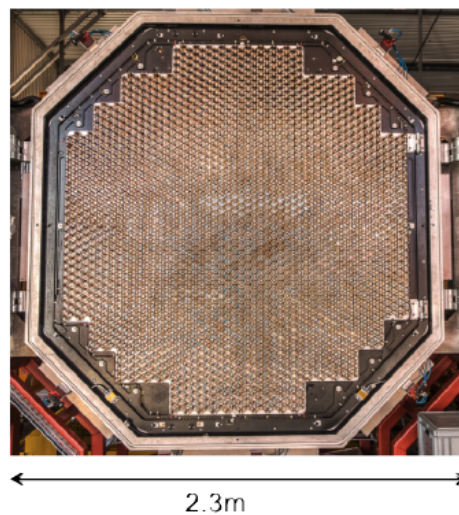


Abbildung 2.5: PMT Kamera des H.E.S.S II Teleskops. Die Kamera besteht aus 2048 PMTs mit einem Gesamtgewicht von 3 Tonnen.[3]

In Abbildung 2.6 ist zu sehen, wie ein Schauer bei unterschiedlichen Pixelgrößen aufgelöst werden kann.

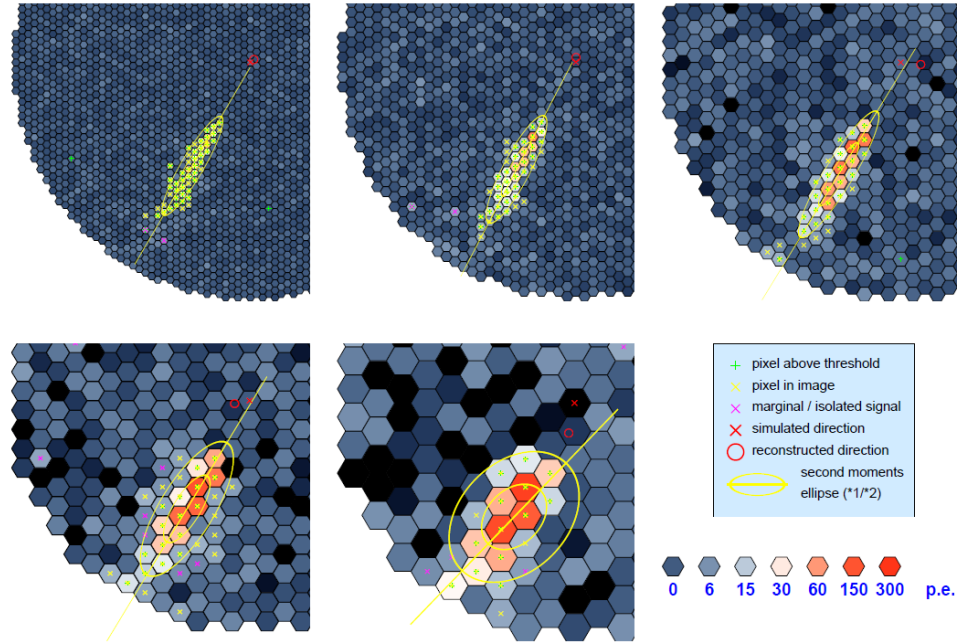


Abbildung 2.6: Illustration eines Schauers (460 GeV Gammastrahlung, Entfernung zum Kern: 190 m) in Kameras (Teleskop  $420 \text{ m}^2$ ) mit verschiedener Pixelgröße aber gleichem Gesichtsfeld ( $6^\circ$ ):  $0.07$ ,  $0.10$ ,  $0.14$ ,  $0.20$  und  $0.28^\circ$ . [7]

## Trigger Systeme

Ein äußerst wesentlicher Bestandteil eines Teleskopfeldes sind die Trigger-Systeme. Gerade da im Fall von Cherenkov-Teleskopen Gammastrahlung mit Hilfe von Strahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich (Cherenkov-Strahlung) beobachtet wird, spielt die Überschattung durch den Hintergrund des Nachthimmels eine große Rolle. Dabei stellt sich die Herausforderung, wie viel Information zwischen den Teleskopen ausgetauscht wird und wie viel Speicher während dieses Vorgangs verwendet werden muss. In einer von mehreren Varianten triggert jedes Teleskop einzeln und unabhängig von den anderen. Dabei wird nur eine *trigger flag* mit den benachbarten Teleskopen ausgetauscht. Die Energieschwelle des Systems hängt aufgrund dessen nur von der minimalen Energieschwelle ab, auf die die einzelnen Teleskope triggern können. Eine zweite Variante beinhaltet die Zusammenlegung der Signale verschiedener Teleskope. Diese können entweder in analoger oder auch digitaler Form vorliegen. Daraufhin werden gemeinsame Bildmerkmale herausgezogen. In diesem System kann die Energieschwelle auch unter der von einzelnen Teleskopen liegen, was bei Arrays von Vorteil sein kann, die viele kleine bzw. mittelgroße Teleskoptypen verwenden. Diese beiden Varianten sind jedoch nur Extremfälle, zwischen denen noch viele alternative Methoden liegen, die eine Zwischenlösung der beiden Extremfälle anstreben. In Fällen, in denen ein lokaler Trigger verwendet wird, müssen die Pixelsignale solange gespeichert werden, wie eine globale Triggerentscheidung gefällt wird.

Das Zeitintervall in der die Signale gespeichert werden müssen, befindet sich für digitale Speicherung im Millisekunden- und für analoge Speicherung im Mikrosekundenbereich. Trigger können entweder lokal mit den benachbarten Teleskopen innerhalb des Arrays verzweigt werden oder in einer Zentralstation, in der eine globale Triggerentscheidung getroffen wird und darauf an die einzelnen Teleskope zurückgeschickt wird. Erstere Methode benötigt dabei eine kürzere Speicherzeit, wobei die zweite Variante eine erhöhte Flexibilität bereitstellt. Unabhängig davon, welche Methode gewählt wird, ist die Flexibilität und die Konfigurierbarkeit der Software von Bedeutung, da das Verwendungsgebiet der Teleskope sich von Observationen, in denen alle Teleskope die gleiche Quelle beobachten, bis hin zu welchen, in denen die Teleskope in verschiedene Richtungen gerichtet sind, erstreckt.

## 2.3 Das Cherenkov Telescope Array

Das Cherenkov Telescope Array, kurz CTA, ist ein geplantes Projekt, dass zur Realisierung eines bodengebundenen hochenergetischen Gammastrahlungsobservatorium der nächsten Generation ins Leben gerufen wurde. Das Experiment soll Gammastrahlung im Energiebereich zwischen unter 100 GeV und über 100 TeV beobachten. Es ist ein  $\sim 300$  Millionen Euro teures internationales Projekt mit Teilnahme von über 30 Ländern. CTA wird an zwei verschiedenen Standorten, jeweils einer auf der Nord- und Südhalbkugel, errichtet. Der Standort auf der südlichen Halbkugel wird aus etwa 100 Teleskopen, unterteilt in drei neuartigen Typen, bestehen. Das nördliche Array wird aus etwa 20 Teleskopen und zwei Teleskoptypen aufgebaut. Die Verhandlungen über die Standorte befinden sich momentan in der Endphase. Für die Nordhalbkugel ist ein Standort auf der spanischen Insel La Palma vorgesehen. Die andere Stätte soll sich in Paranal, Chile befinden. Die Ersatzstandorte wären die Farm Aar in Namibia oder ein Ort in der Gebirgskette San Pedro Mártir in Mexico. Wie schon erwähnt befindet sich das Projekt momentan in der Planungsphase des Baus. Im Frühjahr 2017 sollen die Arbeiten an der Stätte beginnen. Frühestens im gleichen Jahr wird zudem mit ersten Teleskopen vor Ort gerechnet. Die gesamte Bauphase ist für den Zeitraum zwischen 2017 und 2024 geplant.

CTA wird das erste offene Observatorium zur Beobachtung von Gammastrahlung sein. Die verschiedenen Teleskoptypen, werden hierbei zur Untersuchung von Cherenkovlicht verwendet, um dadurch Rückschlüsse auf die Natur der Primärteilchen zu erfahren.

Das Ziel dieser Einrichtung kann auf drei grobe Punkte beschränkt werden:

1. Ursprung und Bedeutung von kosmischer Strahlung im Universum zu klären
2. Natur und Eigenschaften der extremen Beschleunigung von Teilchen
3. Vollständige Natur von Materie und Physik jenseits des Standard Models zu erforschen

Der erste Punkt beschäftigt sich im Detail mit der Untersuchung von galaktischen und extragalaktischen Teilchenbeschleunigern, wie Pulsare, Pulsar-Wind Nebel, Supernovaüberreste, etc. Dabei werden zudem die Wechselwirkungen von beschleunigten Teilchen mit ihrer Umgebung (z.B. Instellares Medium) und Effekte in Entstehungsgebieten von Massiven Sternen ins Auge genommen.

Punkt 2 beinhaltet Teilchenbeschleunigung nahe super massiver schwarzer Löcher. Hierbei werden unter anderem Quasare, AGNs, Blazare, etc. betrachtet. Nähere Informationen über diese Objekte wird weitere Fortschritte in Gebieten, wie dem extragalaktisches Hintergrundlicht, Galaxie-Cluster, Gammablitz und weiteres ermöglichen.

Der letzte Punkt deckt jene Forschungsgebiete ab, die sich detailliert mit der Suche nach dunkler Materie, Lorentzinvarianz und weiteren Themen befassen und unserem fundamentalen Verständnis der Physik weiterhelfen können.

### 2.3.1 Teleskoptypen

Das CTA wird für die Untersuchung für Gammastrahlung bei hohen Energien (GeV - TeV) zuständig sein. Dabei besteht das Ziel darin die Einstrahlrichtung und Energie der ankommenden Primärstrahlung herauszufinden. CTA ermöglicht es durch die Verwendung von Teleskopen unterschiedlicher Größen ein breites Energieintervall abzudecken, welches sich über fünf Größenordnungen erstreckt. In diesem Abschnitt sollen jene näher beleuchtet werden.

Das Large Size Telescope (LST) hat einen Durchmesser von 24 Metern und ist für den Energiebereich schwacher Luftschauer von  $\gamma$ -Strahlen mit  $E < 100$  GeV zuständig. Da die Event-Rate in diesem Energiebereich recht hoch ist, genügt es, diesen Bereich des Arrays klein zu halten. Eine weiterer Aspekt, der für die hier für die Verwendung von LSTs spricht hat mit der Triggerzeit zu tun. Würden kleinere Teleskoptypen mit nur etwa 10-15m Spiegeldurchmesser verwendet werden, würde das den Nachteil mit sich bringen, dass keines der einzelnen Teleskope genügend Cherenkov-Photonen detektiert um ein verlässliches Trigger Signal zu ermöglichen. Deshalb wird bei CTA für den angesprochenen Energiebereich auf eine geringe Anzahl an LSTs mit 20-30m Spiegeldurchmesser zurückgegriffen.

Die von der Größe her in der Mitte angeordneten Teleskope (Mid Size Telescopes), auch MST genannt, decken den Energiebereich zwischen hunderten GeV bis zu mehreren 10 TeV ab. Sie besitzen einen Durchmesser von 10-15 m und werden in ca. 100 m Abstand aufgestellt. Durch die größere abgedeckte Fläche wird auch die Sensitivität vergrößert, was an der größeren Fläche liegt, allerdings wird auch die Schauerrekonstruktion durch verschiedene Aufnahmerichtungen verbessert. Erwähnenswert ist auch, dass bei CTA zum ersten mal die Situation vorliegt, dass die Größe des Arrays die des Cherenkov-Lichtpools überragt. Dies hat zur Folge, dass Bilder gleichmäßig über den ganzen Lichtkegel aufgenommen werden und die Anzahl dieser in der Nähe der optimalen Distanz zur Achse des Schauers vergrößert wird. In dieser Region (ca. 70-150 m) ist die Intensität groß und ihre Fluktuationen gering. Zudem wird in diesem Abstand der Schauer unter einem für die Rekonstruktion sehr günstigen Winkel aufgenommen.

Zudem wird eine größere Anzahl an Small Size Telescopes (SST) hergestellt, die sich mit sehr leuchtstarken Luftschauern und somit Primärstrahlung mit Energien über 10 TeV beschäftigt. Die SSTs werden somit die hochenergetischen Bereiche von galaktischen und extragalaktischen Quellen für die Wissenschaft sichtbar machen. Um dies zu ermöglichen, muss eine genügend große Fläche von über 3 km<sup>2</sup> abgedeckt werden. Dies hat zur Folge, dass die Herstellungskosten dieser Teleskope auf ein Minimum reduziert werden müssen. Eine kleine effektive Spiegelfläche von 5 m<sup>2</sup> wird für die in diesem Energiebereich leuchtstarken Luftschauer als ausreichend befunden. Dabei darf jedoch das Gesichtsfeld nicht unter eine bestimmte Grenze fallen, um zum einen die Betrachtung von Schauern, die in großer Distanz zu den Teleskopen stattfinden, weiterhin zu ermöglichen und zum anderen, um großflächige Beobachtungsfenster des Himmels durchführen zu können. Auch dient ein großes Gesichtsfeld generell zur Reduktion des Hintergrunds und um Studien über diffuse Emissionsregionen testen zu können. Die optimale und wirksamste Positionierung der jeweiligen Teleskoptypen ist zur Zeit noch in der Planung, jedoch wird für die SSTs untereinander mit einem Abstand im Bereich von  $\sim 300$  m gerechnet. Da in den vorgenommenen Simulationen größtenteils mit Hilfe des SST gearbeitet wurde, soll dieses in einem späteren Kapitel detaillierter beschrieben werden.

### 2.3.2 Das GCT

Die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen betreffen das GCT Teleskop. Deshalb behandelt dieses Unterkapitel ausschließlich die Funktionsweise dieses Teleskoptyps. Das GCT Teleskop stellt den kleinsten Teleskoptyp dar und wird somit innerhalb des CTA Arrays ausschlaggebend für die Abdeckung des höchsten Energieteilbereichs sein. Dies ist besonders wichtig für das Beobachten von galaktischen Quellen wie Pulsarwind-Nebel und Supernova Überreste, welche Energien von 100 TeV überschreiten. Aufgrund solcher hohen Energien repräsentiert dieser Teleskoptyp, was die Anzahl an Teleskopen angeht, den Großteil des Arrays. Wegen genau dieser hohen Anzahl ist es, wie schon im Zusammenhang mit den Teleskoptypen bei CTA erwähnt, wichtig, dass hier nicht nur der finanzielle Aspekt bedacht wird, sondern zudem leichter Zugang zu Instandhaltungsarbeiten ermöglicht wird. In Tabelle 2.1 sind einige Informationen über das GCT zusammengefasst: Im Prototyp dieses Teleskops wird der Primärspiegel M1 aus sechs gleich großen

|                                  |                        |
|----------------------------------|------------------------|
| Durchmesser des Primärspiegels   | 4 m                    |
| Durchmesser des Sekundärspiegels | 2 m                    |
| Effektive Spiegelfläche          | $\sim 8.2 \text{ m}^2$ |
| Gesichtsfeld                     | 9°                     |
| Gesamtgewicht                    | 7.8 t                  |

Tabelle 2.1: Grundlegende Eigenschaften des GCT Teleskops[6]

Aluminiumsegmenten zusammengestellt. Für den kleineren Sekundärspiegel M2 wird ein monolithischer Glasspiegel verwendet. Beide Spiegel werden mittels dreier Stellantriebe

ausgerichtet und sind somit entlang der optischen Achse beweglich montiert um die Brennebene der Kameraebene anpassen zu können. Die Kamera des GCT Teleskops wird von CTA in dafür vorgesehenen Gruppen verschiedener Länder entwickelt. Die Pixelgröße der 36cm-Durchmesser Kamera beträgt  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ . In Abbildung 2.1 ist dafür eine Darstellung des optischen Systems aufgezeigt.

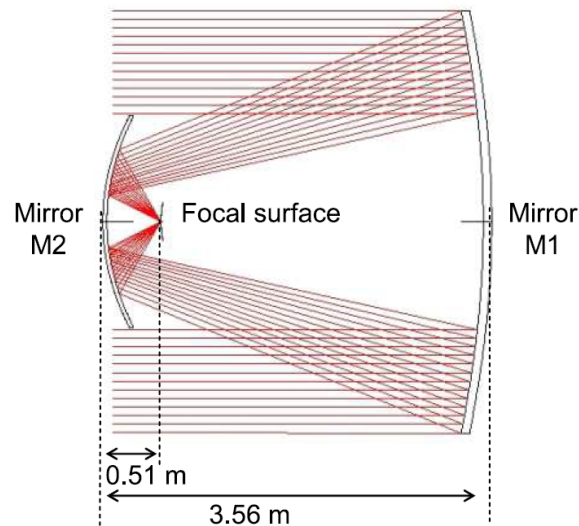


Abbildung 2.1: Darstellung der optischen Struktur[6]

Ein sehr wichtiger Teil des GCT Projekts ist das Gerüst bzw. die mechanische Struktur des Teleskops. Mittels detaillierter Analysen wurde der Einfluss natürlicher Faktoren, wie zum Beispiel seismische und temperaturbezogene Effekte und Windbelastung für die in Frage kommenden Standorte als unbedenklich eingestuft.

Die mechanische Struktur unterteilt sich in kleinere Untersysteme. Das aus Stahl angefertigte Altazimutalsystem (AAS) besteht aus einem Standbein (Turm) mit einer Gabelmontierung und einem Azimuth- und Hebungsantrieb. Die Mast- und Tragwerkstruktur ist aus Stahlstäben in einer Serrurier-Stabwerk Konfiguration angeordnet und verbindet das AAS mit dem sekundären Spiegel M2 und der Kamera. M1 auf der anderen Seite wird, von einem *dedicated dish* gestützt, direkt an das AAS gebunden.

Die Kamera des GCT Teleskops wird von drei Armen gehalten, die am Sekundärspiegel M2 befestigt sind. Um leichten Zugang für Instandhaltungsarbeiten an der Kamera zu ermöglichen ist diese zudem leicht abzumontieren.

Zusätzlich wird das insgesamt 7.8 Tonnen schwere Teleskop durch ein verstellbares Gegengewicht in Balance gehalten.

Zuletzt spielt die Teleskop Kontrollsoftware selbstverständlich auch eine signifikante Rolle. Diese kontrolliert die Antriebe zum Ausrichten und kommuniziert mit Stellantrieben und Sensoren zur optischen Ausrichtung. Zudem überprüft die Software den Status des Teleskops. Diese besteht aus zwei Teilen, der Teleskopsoftware, eingebaut in einem CompactRIO-Controller und der Fernsteuersoftware, integriert in einer Workstation. Da-



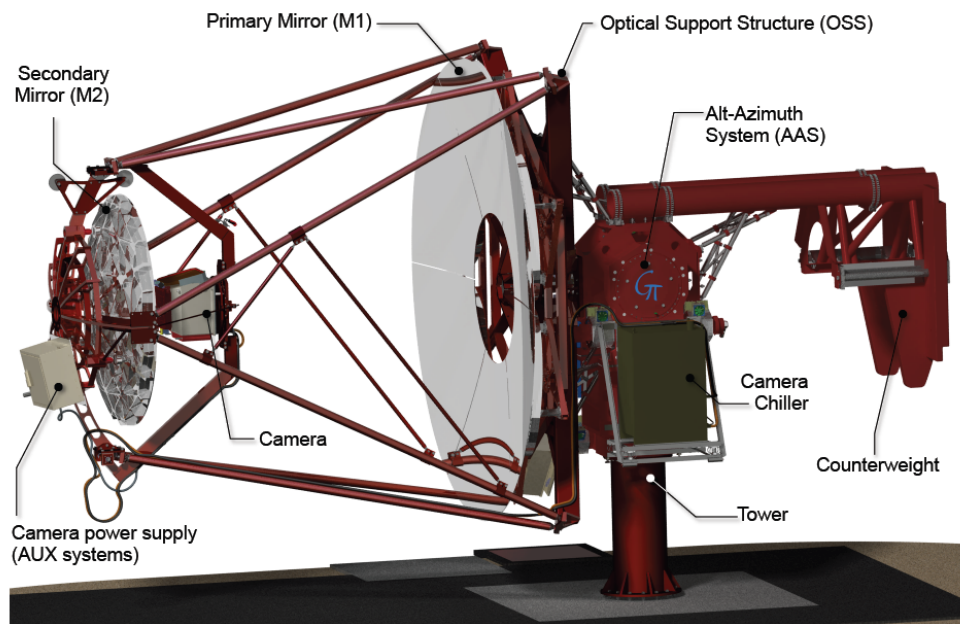


Abbildung 2.2: Das GCT Teleskop mit Beschriftung[8]

bei kann die Software entweder im Stand-Alone Modus betrieben werden oder in einem Array.

Zur Zeit ist das Einsetzen von SSTs nur in der südlichen Hemisphäre geplant. Es könnte sich jedoch ebenso als nützlich erweisen, diesen Teleskoptyp zum Standort auf der nördlichen Halbkugel hinzuzufügen, da der Nordhimmel unter anderem einige helle Blazare vorzuweisen hat. Zusätzlich wird der Einsatz von SST Teleskopen beim Cherenkov Telescope Array nicht nur die Performance aktueller Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACT) Experimente voran treiben, sondern ein weiteres mal die Obergrenze des beobachtbaren elektromagnetischen Energiespektrums anheben.



# Kapitel 3

## Simulationsstudien

Da aufgrund der für Cherenkov-Teleskope neuartigen Zweispiegeltechnik beim GCT eine neue Problematik auftritt, stellt sich die Frage nach einer effizienten Methode den Untergrund der vom Boden reflektierten Photonen zu minimieren. Das Ziel dieser Arbeit ist es daher herauszufinden, inwiefern am Sekundärspiegel angebrachte Blenden diesen Untergrund unterdrücken können und welchen Einfluss dies auf die Sensitivität der Teleskope hat. Um diese Fragen zu beantworten, wurden Simulationen mit einer sogenannten *Ray-tracing* Software, namens *ROBAST*, durchgeführt. Die Vorgehensweise wird im Kapitel 3.2 detaillierter geschildert. Anschließend werden in Kapitel 3.3 die Resultate ins Auge gefasst. Um diese jedoch verstehen zu können, soll im folgenden Kapitel zunächst die verwendete Software erklärt werden.

### 3.1 ROBAST

Die Sensitivität der Beobachtungen von hochenergetischer Gammastrahlung ist stark abhängig vom optischen System. Design, Performance, Toleranzanalyse und Monte Carlo Simulationen basieren hierbei meist auf einer *ray-tracing*-Software, welche in der Lage ist, Strahlspuren für die einzelnen simulierten Photonen zu berechnen. Beispielsweise werden die Fluoreszenzdetektoren des Pierre Auger Observatory zusammen mit den optischen Prozessen mittels *Geant4* simuliert, während für H.E.S.S. und CTA *sim.telarray* verwendet wird[9]. Obwohl viele dieser *ray-tracing* Programme existieren, gibt es momentan für Forschung, die sich mit Gammastrahlung und kosmischer Strahlung beschäftigt, kein quelloffenes Programm, welches von verschiedenen Forschungsteams verwendet wird. Dies ist gerade daher verwunderlich, da Simulationen von Teleskopen, die kosmische Strahlung beobachten, unabhängig vom Projekt ähnliche Voraussetzungen benötigen. Eine allgemeine Software sollte somit nicht nur die Flexibilität von Simulationen verbessern, sondern zusätzlich die Arbeit und den Zeitaufwand, der an die Fehlerbehebung der Software geht, verringern. Die *ray-tracing* Simulationssoftware ROBAST (ROOT-Based Simulator For Ray Tracing), welche die Geometrie-Bibliothek von ROOT verwendet, wurde

daher unter diesem Gesichtspunkt entwickelt. Dabei ist der Quellcode und die Dokumentation der Software, zusammen mit Online Tutorials, auf der ROBAST Website[10] verfügbar. ROOT auf der anderen Seite ist eine öffentliche Software zur Datenanalyse, die sehr weit in der hochenergetischen Teilchen bzw. Astroteilchenphysik verbreitet ist. Die Geometrie-Bibliothek von ROOT ermöglicht eine große Auswahl an Funktionalitäten zur Visualisierung von Detektorgeometrien in Experimenten der Teilchenphysik. Dabei können willkürliche Positionen, Impulsvektoren etc. von Teilchen dargestellt werden, die detektiert werden sollen. Zudem erlaubt die Kernbibliothek von ROBAST, *libGeom*, eine Vielfalt von verschiedenen geometrischen Objekten zu erstellen. Dies kann sich von eher primitiven Formen, wie Sphären, Würfeln, Kegeln bis hin zu weitaus komplizierteren Formen erstrecken. Unter diese Objekte fallen viele für die Konstruktion eines Teleskops wichtige Strukturen, wie asphärische Linsen, Spiegel, etc. ROBAST ist also in der Lage das optische System eines Teleskops zum großen Teil nachzubauen und die Detektion von simulierten Photonen nachzustellen. Dies bringt natürlich wesentliche Vorteile mit sich was Entscheidungen bezüglich der Art und Weise des Baus betrifft. Somit können Probleme schon vorher festgestellt werden und entsprechende Gegenmaßnahmen eingeleitet werden.

In Abbildung 3.1 sind dafür zum einen Modelle von LST, MST und SST Teleskopen des Cherenkov Telescope Arrays zu sehen und deren Umsetzung in ROBAST.

## 3.2 Simulation

Eine Möglichkeit das Streulicht vom Boden zu reduzieren besteht darin, Blenden an den Sekundärspiegel des GCT Teleskops zu montieren. Diese hätten den gewünschten Effekt, einen Teil der vom Boden reflektierten Photonen daran zu hindern in die Kamera zu gelangen. Ein ungewollter Nebeneffekt wäre jedoch, dass zusätzlich das Gesichtsfeld und die effektive Spiegelfläche negativ beeinträchtigt werden. Daher stellt sich die Frage nach der optimalen Blendenlänge, in der die Reduzierung der Sensitivität zu verschmerzen ist und gleichzeitig der Untergrund nennenswert verringert werden kann. Mit Hilfe der im vorherigen Kapitel erwähnten Software wurden folgende Schritte unternommen um die Frage nach der Minimierung des Untergrunds zu beantworten.

- Simulieren des GCT Teleskops
- Blenden hinzufügen
- Hinzufügen eines reflektierenden Bodens
- Simulation des Nachthimmels
- Fokussierte Photonen separieren
- Wichtige, bzw. gesuchte Größen in Abhängigkeit der Blendenlänge darstellen

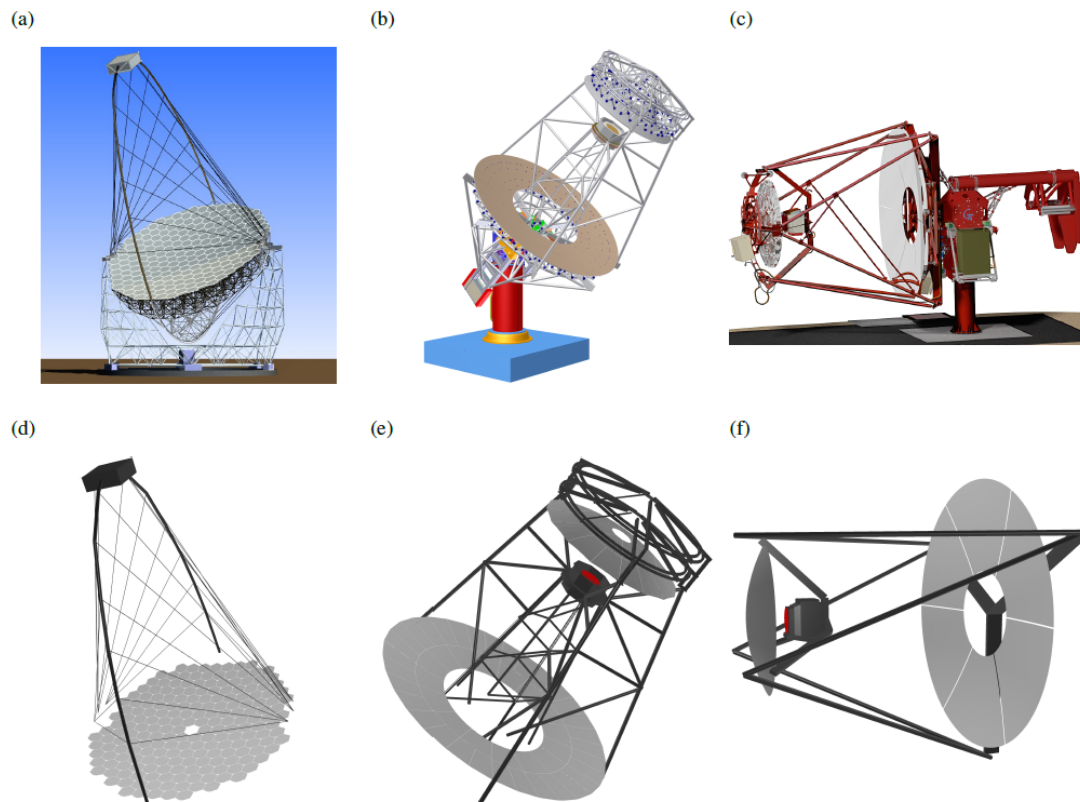


Abbildung 3.1: (a)-(c): 3D-Modelle eines LST, MST und SST Teleskops. (d)-(f): Umsetzung dieser Teleskope mittels ROBAST Geometrien.[9]

Zu Beginn der Arbeit existierte bereits ein Modell des GCT Teleskops für die ROBAST-Software, lediglich die Blenden mussten hinzugefügt werden. In Abbildung 3.1 findet sich eine Darstellung des Teleskops mithilfe der verwendeten ROBAST Software.

Sichtbar sind hier zum einen der Primärspiegel, der wie zuvor erwähnt aus sechs einzelnen Spiegelfragmenten besteht, sowie der Sekundärspiegel zusammen mit einem angefügten 15 cm langen Blendenring. Die Kamera des Teleskops befindet sich unter dem Sekundärspiegel. All diese Bauteile werden von der mechanischen Struktur miteinander verbunden und gestützt. Eine schwarze Plane wurde zusätzlich hinzugefügt, um vom Boden reflektierte Photonen daran zu hindern durch die Schlitze der einzelnen Spiegelfragmente in die Kamera fokussiert zu werden. Dabei ist es erwähnenswert, dass diese Abdeckung nicht ein Teil des Teleskops ist, sondern nur in der Simulation dieser Arbeit hinzugefügt wurde um die Ergebnisse nicht zu verfälschen.

Der Boden wurde mittels der *AMirror*-Klasse von ROBAST simuliert. Damit verhält sich dieser zunächst exakt wie ein perfekt reflektierender Spiegel. Um die Realität besser darstellen zu können, wurden der *AMirror*-Klasse einige Eigenschaften hinzugefügt, welche für den Boden benutzt wurden. Da der Boden relativ zur Wellenlänge eine große Rauheit aufweist, gilt das herkömmliche Reflexionsgesetz nicht mehr. Deshalb wurde für diesen

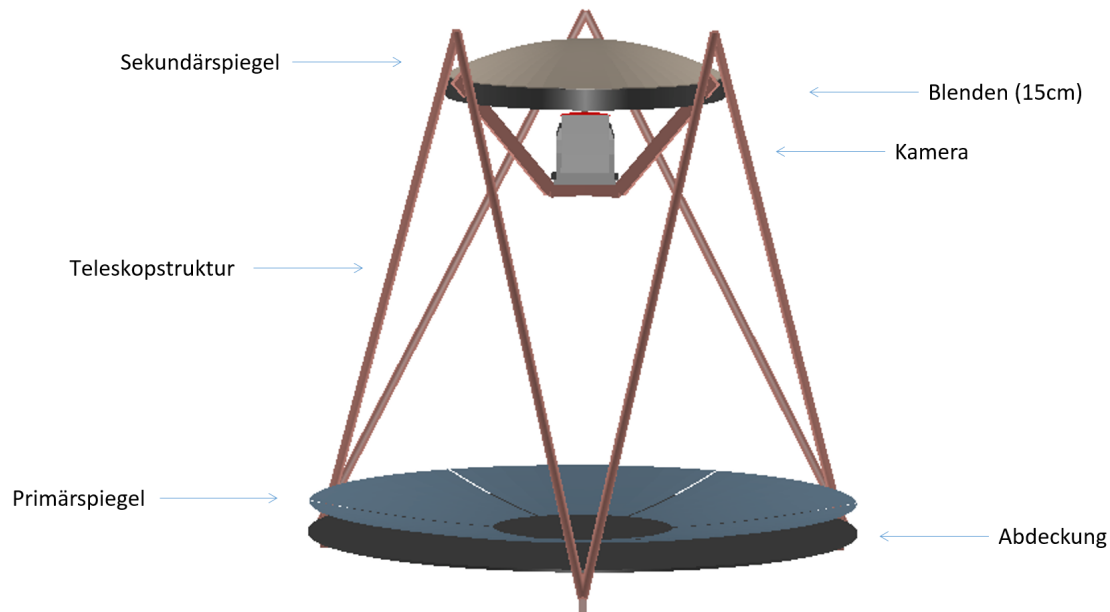


Abbildung 3.1: Abbildung des GCT Models in ROAST

eine diffuse Reflexion nach dem Lambertischen Gesetz vorgesehen. Zusätzlich wurde eine Reflexionswahrscheinlichkeit von 30 % angenommen. Aufgrund des geringen Prozentsatzes fokussierter Photonen war die Simulation entsprechend zeitintensiv. Aus diesem Grund mussten einige Kriterien hinzugefügt werden um die Effizienz zu steigern. Eine dieser war es die Photonen auf dem Boden nicht in willkürliche Richtungen reflektieren zu lassen, sondern nur in einen bestimmten Raumwinkel, in dem sich das Teleskop befand. Diese Modifikation wurde bei der Berechnung der Ergebnisse mittels eines Gewichts berücksichtigt. Zur Simulation des Nachthimmeluntergrunds ('night sky background'; NSB) wurde eine Halbkugel erstellt, auf der zunächst willkürliche Startpositionen der Photonen generiert wurden. Von diesen ausgehend liefen die NSB-Photonen in Form einer geraden Linie in zufällig gewürfelte Richtungen. Für die Nachthimmel-Halbkugel wurde zunächst ein Radius von neun Metern gewählt um eine möglichst geringe Kugeloberfläche mit Photon-Startpositionen füllen zu müssen. Dabei wurde vorerst nur berücksichtigt, dass das Teleskop in die Halbkugel passen muss. Im Verlauf der Simulation musste der Radius für gewisse Fälle auf dreißig Meter erweitert werden. Die Gründe dafür werden in Kapitel 3.3.2 dieser Arbeit erläutert.

Nachdem die Geometrien des Teleskops und des Bodens erstellt wurden, konnte die Simulation beginnen. Hierbei wurden auf der Nachthimmel-Halbkugel  $5 \times 10^9$  Photonen mit zufällig gewählter Startposition und Abflugrichtung erstellt. Diese treffen nun auf jegliche geometrischen Objekte die erstellt wurden. Trifft ein Photon auf die Teleskopstruktur, die nicht reflektierende Seite eines Spiegels, die Blenden oder die Abdeckplane, so wird dieses Photon gestoppt und spielt für den weiteren Verlauf der Simulation keine Rolle. Erreicht

ein Photon jedoch den Boden oder einen der Spiegel, so wird dies entsprechend nach dem Reflexionsgesetz oder dem Lambertschen Gesetz reflektiert. Photonen, die den Rand des Simulationsvolumens erreichen, zählen als ausgetreten. Erreicht ein Photon hingegen die Kamera-Ebene, so gilt es als fokussiert. In Abbildung 3.2 ist der Fall der fokussierten Photonen in einer Simulation mittels der ROBAST Software dargestellt.

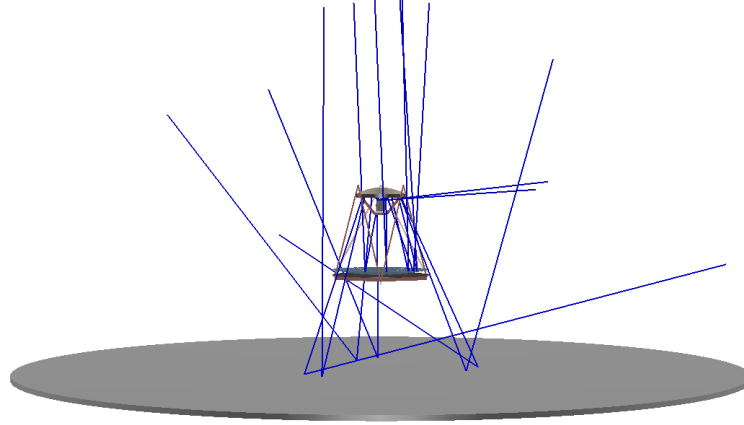


Abbildung 3.2: Darstellung einer Simulation in ROBAST mit eingezeichneten Photonen-spuren der fokussierten Photonen.

### 3.3 Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die als wichtig erachteten physikalischen Größen und deren Abhängigkeit von der Blendenlänge diskutiert werden. Dabei werden die positiven so wie die negativen Effekte der Blenden in Betracht gezogen und zuletzt eine Aussage darüber getroffen, ob das Anbringen von Blenden lohnenswert ist.

#### 3.3.1 Effektive Fläche und Gesichtsfeld

Eine signifikante und wichtige Größe für ein Teleskop stellt die effektive Spiegelfläche dar. Da nur ein idealer Detektor seine komplette Fläche nutzen kann, wird eine effektive Fläche eingeführt, welche die effektiv nutzbare Detektorfläche beschreibt. Somit berechnet sich die Anzahl an detektierten Events wie in Gleichung (3.1).

$$N_d = T \int d\Omega \int dE \Phi(E, \Omega) A_{eff}(E, \Omega) \quad (3.1)$$

T bezeichnet die Beobachtungszeit,  $\Phi$  den Fluss und  $A_{eff}$  die effektive Fläche. Vereinfacht kann innerhalb einer Simulation eine Relation für letztere Größe über den simulierten

Fluss hergeleitet werden.

$$\Phi_{sim} = \frac{N_{gen}}{A_{gen}T}, \quad \Phi_{sim} = \frac{N_d}{A_{eff}T} \quad (3.2)$$

$N_{gen}$  und  $A_{gen}$  bezeichnen dabei die Anzahl der simulierten Ereignisse sowie die Fläche, auf der diese erzeugt wurden. Aus (3.2) ergibt sich für die effektive Fläche der Zusammenhang in (3.3).

$$A_{eff} = \frac{N_d}{N_{gen}} A_{gen} \quad (3.3)$$

Abbildung 3.1 stellt die effektive Fläche und deren Abhängigkeit von der Länge der Blenden für verschiedene Einfallswinkel (relativ zur Teleskopachse) dar. Hierbei werden, im Gegensatz zur Simulation des isotropen Nachthimmel-Lichts, nur Photonen aus einer bestimmten Richtung simuliert.

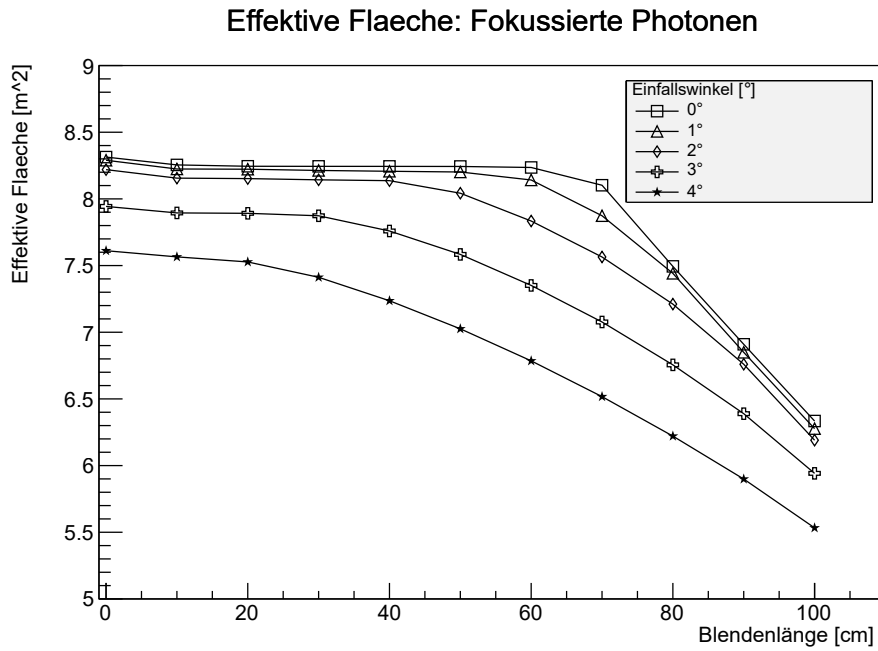


Abbildung 3.1: Effektive Fläche in  $m^2$  aufgetragen gegen die Blendenlänge in cm für verschiedene Einfallswinkel in Grad

Die effektive Fläche fällt wie erwartet mit steigender Blendenlänge ab. Dabei ist zu beachten, dass die Achse, die die effektive Fläche darstellt, nur das Intervall zwischen fünf und neun Quadratmetern zeigt. Für die 'on-axis' Messpunkte (Einfallswinkel=  $0^\circ$ ) bleibt die effektive Fläche annähernd identisch, solange nicht eine kritische Blendenlänge von 60 cm überschritten wird. Danach scheint es einen linearen Abklang zu geben. Betrachtet man nun einen Anstieg des Einfallswinkels in  $1^\circ$ -Schritten, so fällt auf, dass sich die kritische Blendenlänge reduziert. Bei einem Einfallswinkel von  $3^\circ$  liegt diese schon bei nur mehr

etwa 30 cm. Dieser Effekt setzt sich fort, bis die effektive Spiegelfläche bei einem Winkel von etwa  $4.5^\circ$  auf null fällt, dieser Wert stellt den Rand des Gesichtsfelds der Kamera dar. Aus Abbildung 3.1 lässt sich daher herauslesen, dass eine Blendenlänge von bis zu 20 cm für die effektive Fläche fast komplett unbedenklich ist. Ob diese Länge Vorteile einbringt und ob eventuell längere Blendenlängen benötigt werden, die eine starke Reduktion der effektiven Fläche zur Folge haben, wird in den folgenden Kapiteln weiter ausgeführt.

Betrachtet man nun das Gesichtsfeld, so hängt das Ergebnis davon ab, wie dieses definiert wird. Für die folgende Abbildung wurde dieses als der Einfallswinkel bezeichnet, bei dem die effektive Fläche auf 80 % des Wertes für einen Einfallswinkel von  $0^\circ$  abgefallen ist. Dies wird für jede Blendenlänge einzeln betrachtet und kann daher in Abhängigkeit dieser dargestellt werden.

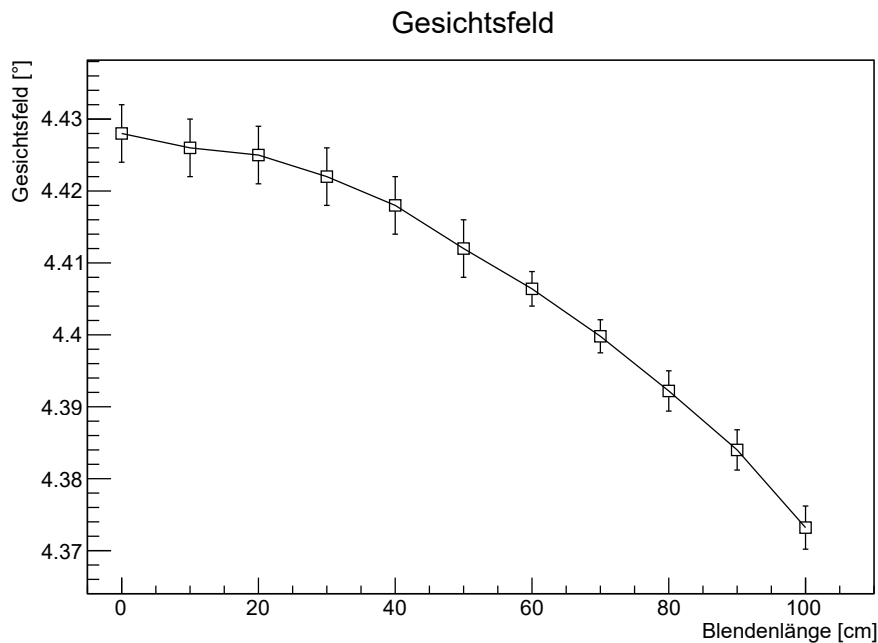


Abbildung 3.2: Plot des Gesichtsfeldes in Abhängigkeit der Blendenlänge

Hier ist klar erkenntlich, dass das Gesichtsfeld für verschiedene Blendenlängen nur sehr gering beeinflusst wird. Dies hängt allerdings auch zu einem großen Teil von der Art der Definition ab.

### 3.3.2 Verteilung fokussierter Photonen auf dem Boden

Für die Verteilung auf dem Boden wird die Existenz einer kritische Distanz vermutet von der unter jeglichem Winkel kein reflektiertes Photon so auf den Sekundärspiegel treffen kann, dass es in die Kamera fokussiert wird. Dies wird einen abrupten Abbruch der Bodenverteilung mit sich bringen. Um diese Beobachtung zu bestätigen und die kritische

Distanz bestimmen zu können, wurde in der Simulation jeweils der Auftreffpunkt der fokussierten Photonen auf dem Boden gespeichert.

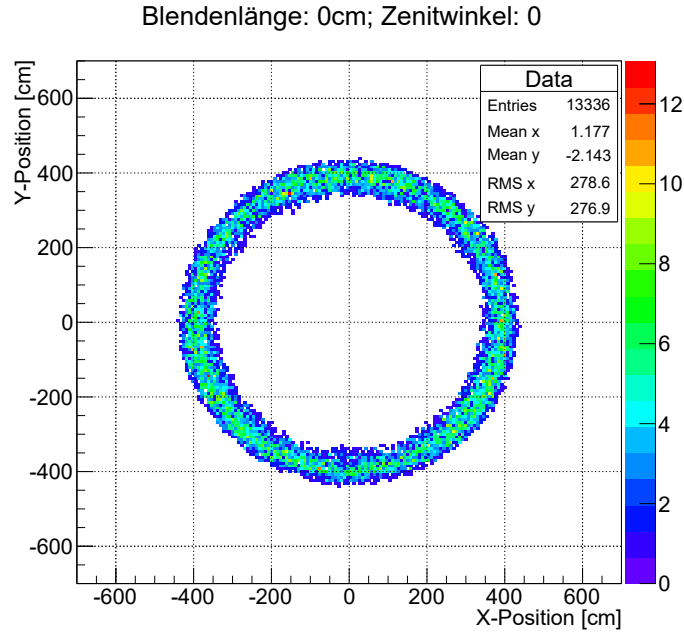


Abbildung 3.3: Verteilung von über den Boden fokussierten Photonen bei einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  und keinen Blenden

Das Ergebnis in Abbildung 3.3 zeigt einen relativ dünnen Ring mit einem Radius von etwa einem Meter. Dabei stellt die innere Kante den 'Schatten' des Primärspiegels auf dem Boden dar. Die äußere Kante ergibt sich aus dem maximalen Einfallswinkel auf den Sekundärspiegel, unter dem das Photon noch in die Kamera fokussiert werden kann.

Da Teleskope nicht ständig in eine Richtung schauen, sondern rotierbar sind, ist es wichtig die Änderung der geometrischen Form der vom Boden fokussierten Photonen zu betrachten. In Abbildung 3.4 ist daher die Bodenverteilung für einen Zenitwinkel von  $18^\circ$  ohne Blenden und Rotation in positive y-Richtung, gezeigt.

Für größere Zenitwinkel verstärkt sich die Verformung und Distanz zum Mittelpunkt. Darüber hinaus weist der Ring entlang der y-Achse in negativer Richtung eine Verbreiterung auf. Dies ist eine Folge dessen, dass Photonen vom Boden dies nur unter einem bestimmten Winkelbereich können. Wird nun der Zenitwinkel geändert, so deckt dieser auf der Seite von der sich das Teleskop wegbewegt eine größere Strecke ab. Somit können aus einem größeren Bereich auf dem Boden Photonen fokussiert werden. Aufgrund dessen findet eine Änderung in der Dichte der Bodenverteilung statt. Bei einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  sind die Positionen auf dem Boden zwischen den beiden Kanten relativ gleichverteilt. Für einen Zenitwinkel von  $18^\circ$  wächst die Dichte der Bodenverteilung entlang der positiven y-Richtung an, was mit ansteigendem Winkel verstärkt in Erscheinung tritt.

Die angesprochenen Effekte sind bei einem Winkel von  $54^\circ$  (Abbildung 3.5) gut zu erkennen. Hier fällt des Weiteren ein weiterer Punkt ins Auge, der bei vorherigen Darstellungen



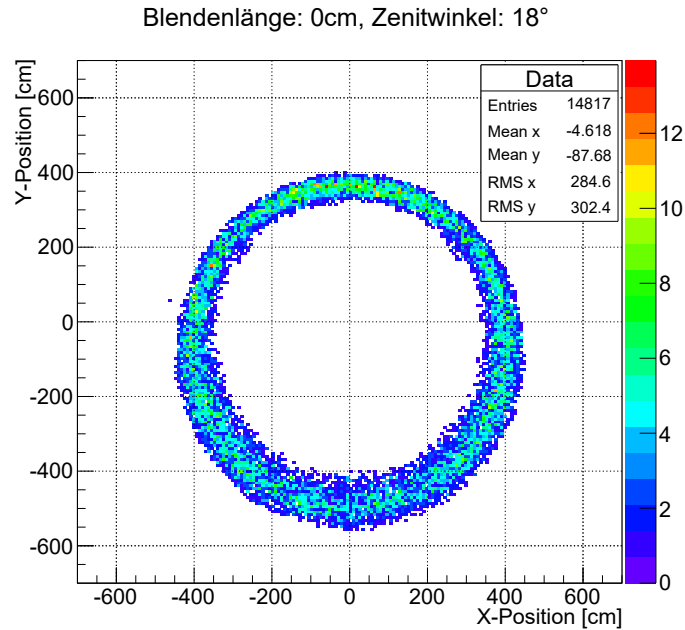


Abbildung 3.4: Verteilung von über den Boden fokussierten Photonen bei einem Zenitwinkel von 18° und keinen Blenden

der Bodenverteilungen nicht zu sehen war, da aus Gründen der Effizienzsteigerung der Boden so gering wie möglich gehalten wurde. Nachdem Winkel bis zu 54° simuliert wurden und der Boden aufgrund des größer werdenden Rings ausgedehnt werden musste, viel der Anteil an vom Boden fokussierten Photonen jenseits einer Distanz von zehn Metern ins Auge. Der in Abbildung 3.5 zusätzliche Anteil solcher Photonen, lässt sich dadurch erklären, dass ein großer Zenitwinkel vom Boden kommenden Photonen ermöglicht über den Primärspiegel in die Kamera zu gelangen. Dies ist bereits bei einem Zenitwinkel von 30° der Fall.

Die Verteilung des zusätzlichen Anteils an vom Boden fokussierten Photonen ändert sich ebenfalls mit ansteigendem Zenitwinkel. Bei 30° weist die Verteilung eine Homogenität auf, wobei bei 54° die Dichte der Positionen entlang der x-Achse abnimmt, die maximale Entfernung eines über den Boden fokussierten Photons zum y-Mittelpunkt jedoch zunimmt. Dieses Resultat lässt sich ähnlich zur Änderung der Form des Rings auf dem Boden erklären. Entlang der y-Achse können ab gewissen Entfernungen Photonen nur unter großen Winkeln auf den Primärspiegel treffen. Diese erlauben jedoch nicht in die Kamera fokussiert zu werden, was eine Verschiebung dieser Positionen in negative y-Richtung zur Folge hat. Entlang der x-Achse hat die Rotation des Teleskop, die in positive y-Richtung erfolgt weniger Einfluss auf die Einfallswinkel der vom Boden reflektierten Photonen auf den Primärspiegel.

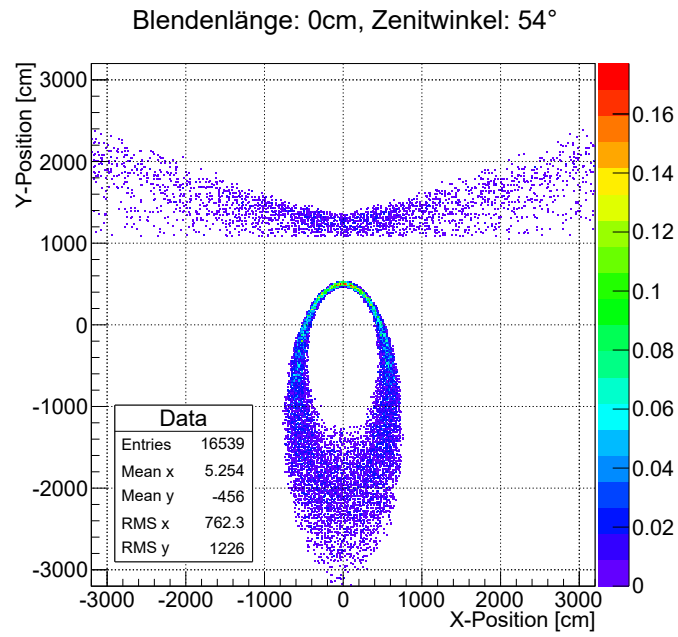


Abbildung 3.5: Verteilung von fokussierten Photonen auf dem Boden bei einem Zenitwinkel von 54° ohne Blenden

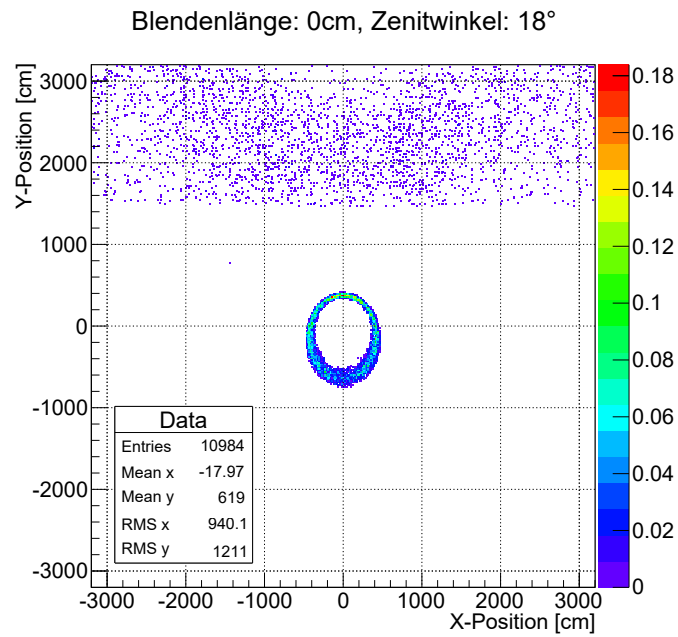


Abbildung 3.6: Verteilung von fokussierten Photonen auf dem Boden bei einem Zenitwinkel von 30° und keinen Blenden

### 3.3.3 Verteilung von fokussierten Photonen in der Kameraebene

Betrachtet man nun zudem die Verteilung der fokussierten Photonen in der Kamera findet man zunächst eine homogene Verteilung vor (Abbildung 3.7).

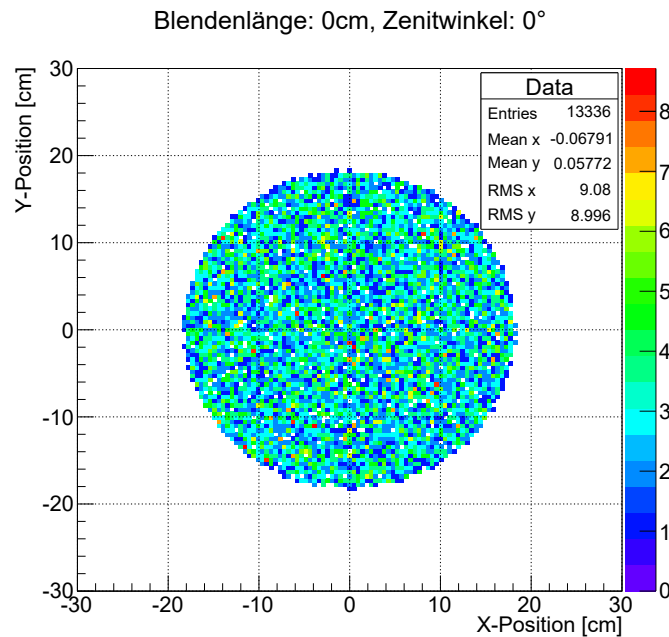


Abbildung 3.7: Verteilung von über den Boden fokussierten Photonen in der Kameraebene bei einem Zenitwinkel von 0° und keinen Blenden

Für verschiedene Zenitwinkel liegen zwei Änderungen vor. Zum einen scheint die Anzahl an fokussierten Photonen zu wachsen, was in Kapitel 3.3.4 genauer untersucht wird. Zum anderen erfolgt für größere Zenitwinkel ein ähnlicher Effekt wie er schon bei der Bodenverteilung der fokussierten Photonen beschrieben wurde. Die Dichte der Photonen wächst entlang der y-Achse in positiver Richtung an (Abbildung 3.8). Auch hier tritt dieser Effekt für größere Zenitwinkel mit verstärkter Wirkung auf. Betrachtet man nun diese Verteilung mit verschiedenen Blendenlängen (Abbildung 3.9), so fällt eine unerwartete Änderung auf. Aus noch nicht verstandenen Gründen löst sich die Verteilung der fokussierten Photonen in der Kameraebene vom Zentrum dieser hin zu den Außenwänden auf. Die Ursache dieses Effektes ist noch nicht geklärt, allerdings ist das Anbringen von 70cm Blenden ohnehin unrealistisch, da durch Blenden einer solchen Länge die effektive Fläche bereits zu stark beeinflusst wird.

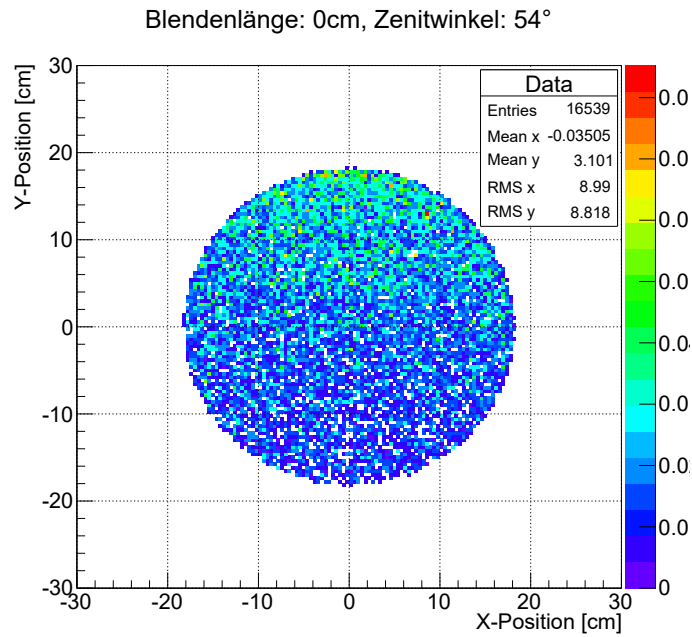


Abbildung 3.8: Verteilung von über den Boden fokussierten Photonen in der Kameraebene bei einem Zenitwinkel von 54° und keinen Blenden

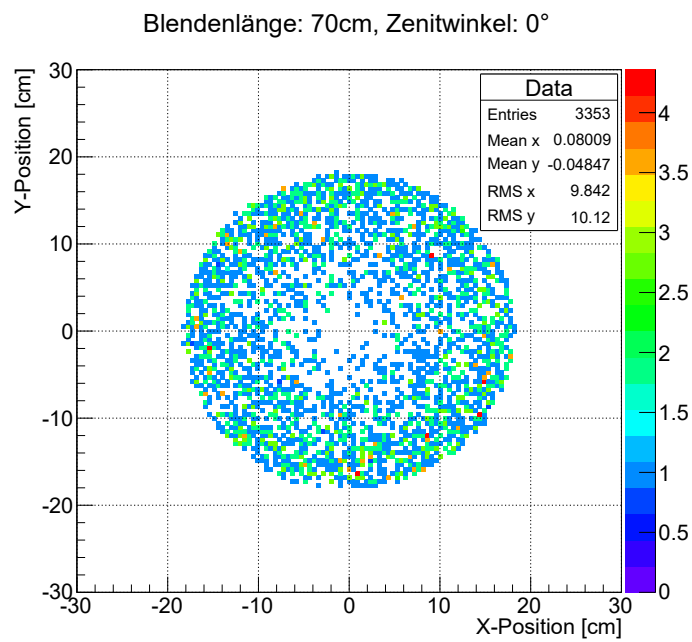


Abbildung 3.9: Verteilung von über den Boden fokussierten Photonen in der Kameraebene bei einem Zenitwinkel von 0° und 70 cm Blenden

### 3.3.4 Rate des Nachthimmeluntergrunds

In den vorherigen Unterkapiteln wurden die Nachteile der Blenden und die Änderung der Position fokussierter Photonen auf dem Boden und Kamera thematisiert. In diesem Unterkapitel sollen die Vorteile der Blenden untersucht werden. Diese zeigen sich in der Änderung der NSB-Rate. Dabei wird in fokussierte Photonen, die über den Boden in die Kamera gelangen und direkt fokussierte Photonen unterschieden. Letztere bezeichnen zum einen Photonen, die über die Spiegel in die Kamera fokussiert werden oder, ohne zuvor vom Boden oder einem der Spiegel reflektiert worden zu sein, die Kameraebene treffen. Als Erstes soll sich in Abbildung 3.10 und 3.11 den vom Boden kommenden Photonen zugewandt werden.

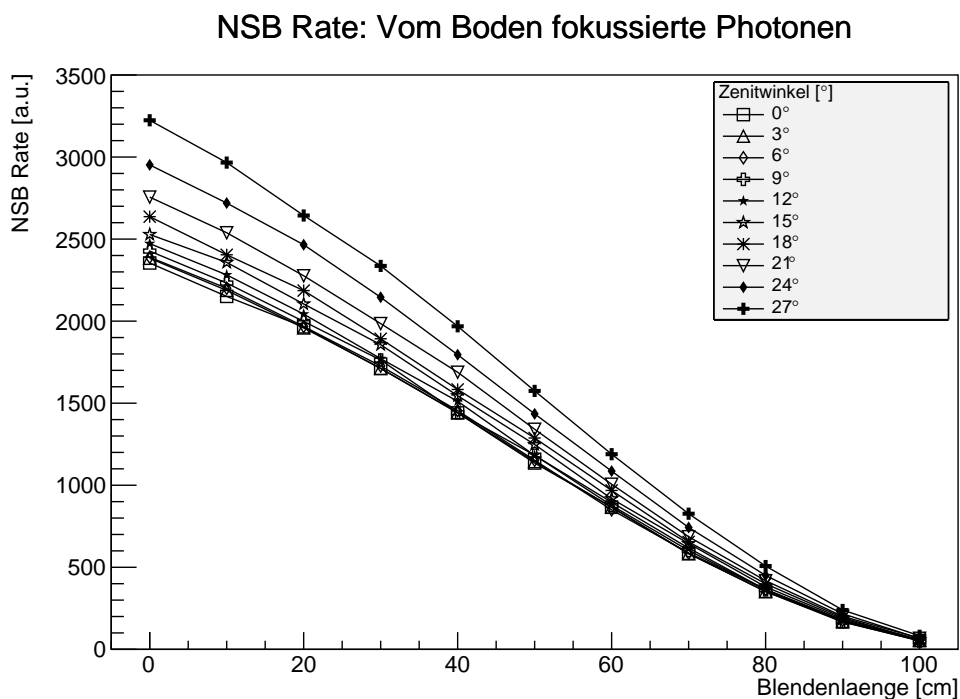


Abbildung 3.10: Die NSB - Rate der vom Boden fokussierten Photonen in willkürlichen Einheiten für verschiedene Zenitwinkel dargestellt gegen die Blendenlänge in cm

Zu sehen ist ein Abfall der NSB-Rate mit steigender Blendenlänge, bis bei einer Länge von 100 cm die Anzahl an fokussierten Photonen beinahe auf 0 abfällt. Betrachtet man die verschiedenen Zenitwinkel, ist für realistische Blendenlängen, wie zum Beispiel 20 cm, ein Abfall zwischen 10-20 % zu beobachten. Interessant ist in dieser Abbildung, dass die NSB - Rate mit dem Zenitwinkel zunimmt. Zusätzlich nimmt die Steilheit des Gefälles ebenfalls mit dem Winkel zu. Um dies deutlicher zu veranschaulichen, ist in Abbildung 3.11 die Änderung der NSB - Rate mit dem Winkel dargestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die NSB - Rate mit dem Zenitwinkel wächst. Dies ist vor allem bei kleinen und somit realistischen Blendenlängen der Fall. Die Zunahme kann mit

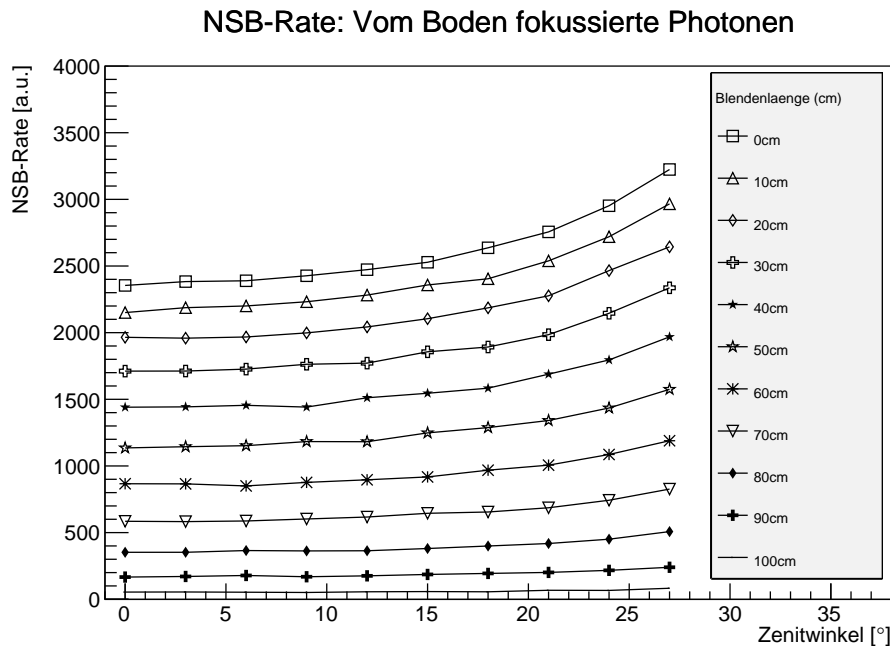


Abbildung 3.11: Die NSB - Rate der vom Boden fokussierten Photonen in willkürlichen Einheiten aufgetragen gegen Zenitwinkel von 0° bis 27° für verschiedene Blendenlängen

der schon besprochenen Bodenverteilung der fokussierten Photonen begründet werden. Hier sinkt zwar die Dichte entlang der y-Richtung in negative Richtung, gleichzeitig wird jedoch eine größere Fläche geboten, aus der Photonen fokussiert werden können. Dies führt zu dem beobachteten Anstieg. Diese erstreckt sich für große Winkel bis hin zu Distanzen über 30 m, was eine große Fläche und somit eine erhöhte Anzahl an fokussierten Photonen erlaubt als bei vergleichsweise kleineren Zenitwinkeln. Dies ist zudem in Abbildung 3.12 zu sehen. In dieser ist jedoch zu beachten, da aufgrund der größeren Zenitwinkel der Radius der Halbkugel und des Bodens vergrößert wurde. Bei gleichbleibender Anzahl an simulierten Photonen gleichzeitig jedoch größer werdende Fläche, auf der diese generiert werden, reduziert sich die Zahl der fokussierten Photonen stark.

Betrachtet man nur Photonen, die auf direktem Weg oder über die Spiegel in die Kamera gelangen ohne zuvor den Boden getroffen zu haben, so ergibt sich die NSB - Rate in Abhängigkeit der Blendenlänge wie in Abbildung 3.13 gezeigt.

Es soll beachtet werden, dass die vertikale Achse nur von  $34 \times 10^3$  bis  $62 \times 10^3$  geht. Hierbei scheinen zwei verschiedene Effekte in Erscheinung zu treten. Zum einen existiert bis zu Blendenlängen von 20 cm ein nennenswerter Rückgang an fokussierten Photonen. Dieser wird in Photonen vermutet, die auf direktem Weg in die Kamera finden. Auch hier könnte daher eine Blendenlänge von 20 cm von Bedeutung sein. Die zweite Kurve beginnt ab einer Blendenlänge von 20 cm und beschreibt einen eher langsamen Abklang der fokussierten Photonen und wird jenen zugeschrieben, die über die Spiegel die Kamera erreichen. Wie erwartet, kann, bis auf statistische Schwankungen, festgestellt werden,

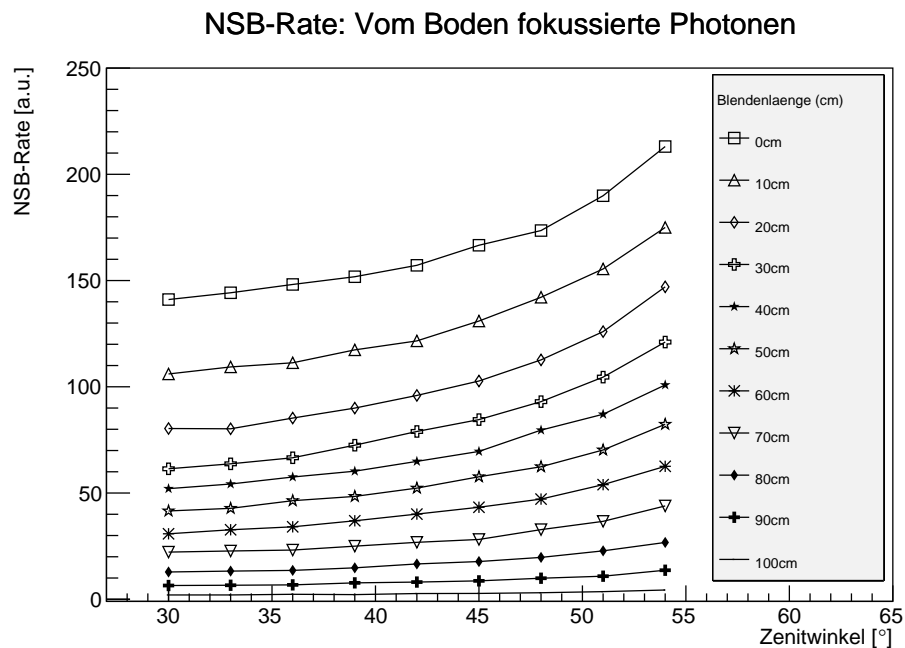


Abbildung 3.12: Die NSB - Rate der vom Boden fokussierten Photonen in willkürlichen Einheiten aufgetragen gegen Zenitwinkel von 30° bis 50° für verschiedene Blendenlängen

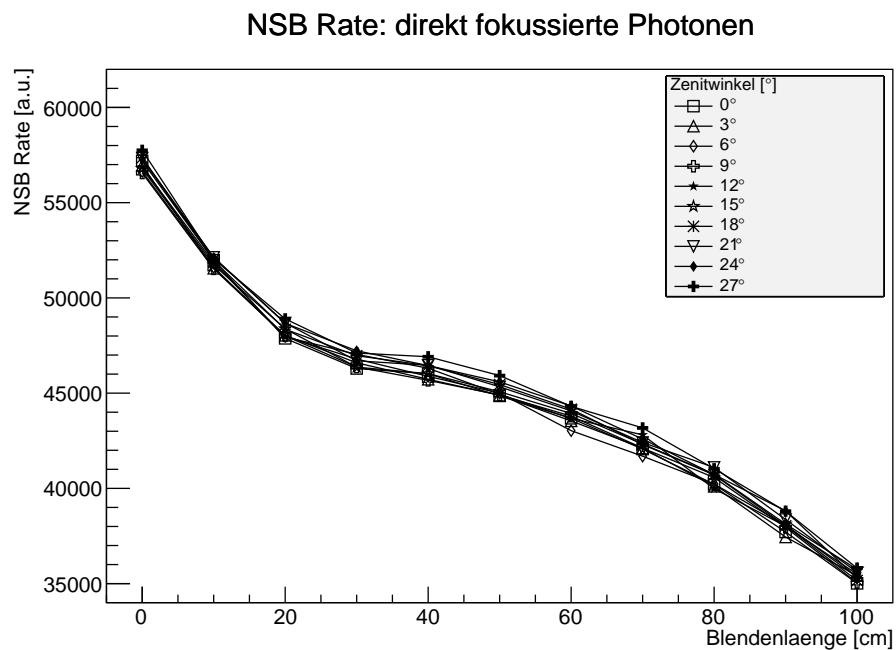


Abbildung 3.13: Die NSB - Rate der direkt fokussierten Photonen in willkürlichen Einheiten in Abhängigkeit der Blendenlänge für verschiedene Zenitwinkel

dass eine Änderung des Zenitwinkels keine nennenswerte Varianz aufweist. Dies ist in Abbildung 3.14 für Winkel zwischen  $0^\circ$  und  $27^\circ$  zu sehen. Gleiches kann jedoch auch für Zenitwinkel bis zu  $54^\circ$  beobachtet werden.

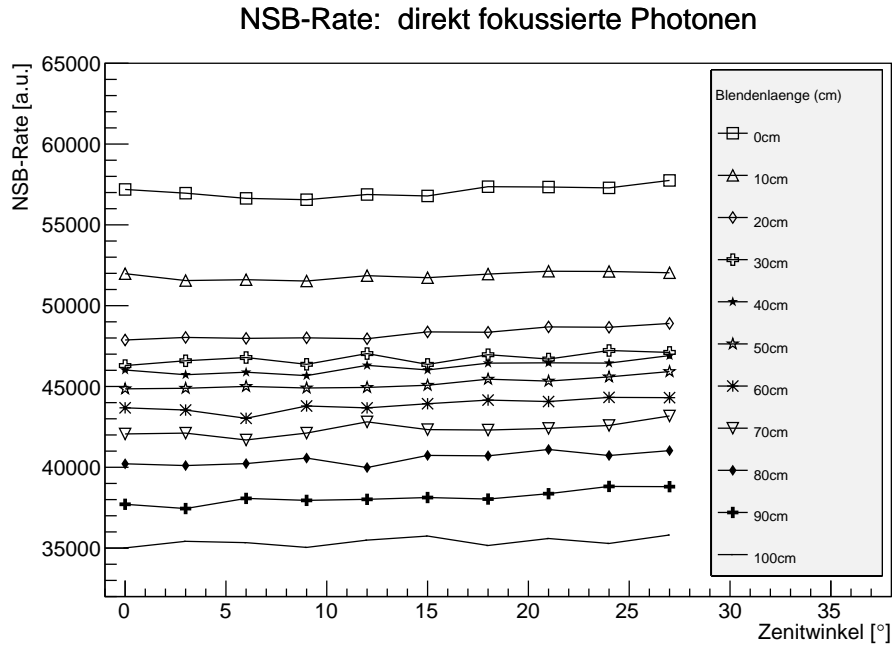


Abbildung 3.14: Die NSB - Rate der direkt fokussierten Photonen in willkürlichen Einheiten aufgetragen gegen den Zenitwinkel für verschiedene Blendenlängen



## 3.4 Diskussion

Festzuhalten ist, dass die effektive Fläche, eine Größe welche die Sensitivität des Teleskops beschreibt, für Blendenlängen von bis zu 20 cm nicht signifikant beeinflusst wird und diese deshalb realistisch sind. Wendet man diese Länge auf die NSB - Rate der vom Boden fokussierten Photonen an, so entdeckt man, dass diese um etwa 17% reduziert werden kann. Dieser Prozentsatz variiert um einige Prozent für verschiedene Zenitwinkel. Generell kann jedoch behauptet werden, dass man ohne die effektive Fläche zu vermindern, einen Teil der über den Boden fokussierten NSB - Photonen verhindern kann. Zudem sei erwähnt, dass die NSB - Rate für über den Boden fokussierte Photonen mit anwachsendem Zenitwinkel, primär bei als realistisch anzunehmenden Blendenlängen, zunehmend ansteigt. Beachtet man Photonen, die nicht über den Boden in die Kamera gelangen, so kann zunächst festgestellt werden, dass diese für verschiedene Zenitwinkel in ihrer Anzahl keine Änderung erfahren. Trägt man die NSB - Rate solcher Photonen auf die Blendenlänge auf, so zeichnen sich zwei verschiedene Kurven ab. Zum einen die, die über die Spiegel fokussiert werden und eher langsam mit der Blendenlänge abfallen. Zum anderen findet bei Blendenlängen von 0 cm bis 20 cm ein signifikanter Rückgang von  $\sim 16\%$  in der Anzahl solcher Photonen statt. Dies hat zur Folge, dass auch hier eine realisierbare Blendenlänge von 20 cm einen bedeutsamen Einfluss haben kann. Zudem wurde die Verteilung der Positionen von vom Boden fokussierten Photonen untersucht. Hierbei ergab sich die Form eines schmalen Rings. Mit wachsender Blendenlänge schwand, wie erwartet, die Anzahl an Photonen. Wurde der Zenitwinkel geändert, so ergab sich eine Verteilung, dessen Dichte entlang der vertikalen Achse in positiver Richtung anwuchs. Gleichzeitig wuchs in negativer Richtung jener Achse die Breite des Rings. Als Winkel zwischen  $30^\circ$  und  $54^\circ$  betrachtet wurden, fiel ein zusätzlicher Anteil an über den Boden fokussierten Photonen jenseits einer Distanz von zehn Metern zum y-Mittelpunkt auf. Diese stellt den Anteil an Photonen dar, die ab großen Entfernungen und Zenitwinkeln über den Primärspiegel in die Kamera gelangen können. Die Verteilung dieser Photonen erfährt zudem ebenfalls eine Abweichung in ihrer Dichte, da entlang der x-Achse der Einfallswinkel auf den Primärspiegel abhängig von der y-Position ist. Für die Verteilung in der Kamera wurde für die Änderung bei Variieren des Zenitwinkels ein ähnlicher Wandel der Dichte beobachtet. Wider Erwarten nahm bei Abändern der Blendenlänge die Verteilung der Positionen der vom Boden fokussierten Photonen in der Kameraebene vom Zentrum heraus ab. Dieser Effekt nimmt jedoch erst bei Blendenlängen Gestalt an, die für Benden am Sekundärspiegel des GCT Teleskops ohnehin nicht von Interesse sind.



# Kapitel 4

## Zusammenfassung

In diesem abschließenden Kapitel der Arbeit, sollen die Ergebnisse und die Schritte, die zu diesen geführt haben, zusammengefasst und anschließend ein kleiner Ausblick gegeben werden, um die nächsten Schritte bezüglich der Blenden des GCT Teleskop in Aussicht zu stellen.

### 4.1 Fazit

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Frage zu beantworten, ob das Montieren von Blenden an den Sekundärspiegels des GCT Teleskops einen wesentlichen Anteil des Nachthimmeluntergrunds unterdrücken kann. Dabei durfte die effektive Fläche des Teleskops jedoch nicht signifikant beeinflusst werden. Für die Herangehensweise, um diese Frage zu beantworten, wurde eine Simulation mittels des Softwareprogramms ROBAST gewählt. Dabei wurde das GCT Teleskop durch die Geometrie-Bibliothek von ROBAST erstellt und anschließend Blenden angefügt. Im Anschluss wurde der Boden und der Nachthimmel eingerichtet. Die Simulation des Nachthimmels gelang über eine Halbkugel, auf der zufällig Photonen-Startpositionen generiert wurden. Anschließend wurden diese Photonen auf geraden Linien in ebenfalls zufällige Richtungen ins Innere der Halbkugel gesendet. Der Boden wurde dabei unter Verwendung der *AMirror* Klasse von ROBAST erstellt. Danach wurde dessen Reflektivität auf 30 % herabgesetzt und die Art der Reflektion auf diffus gesetzt. Abschließend wurden Größen, wie die effektive Fläche, NSB - Rate, etc. berechnet und analysiert.

Dabei stellte sich heraus, dass Blendenlängen bis zu 20 cm keinen nennenswerten Einfluss auf die effektive Fläche hat. Gleichzeitig wird der Untergrund von vom Boden kommenden Nachthimmelphotonen um etwa 17 % unterdrückt. Dabei ist dieser Prozentsatz vom Zenitwinkel abhängig, da der NSB mit diesem ansteigt. Die Anzahl der nicht über den Boden fokussierten Photonen ändert sich jedoch erwartungsgemäß nicht mit dem Zenitwinkel. Wider Erwarten erfährt dieser allerdings einen Abfall von in etwa 16 % im Bereich der Blendenlängen zwischen 0 cm und 20 cm Dies wird auf jene Photonen zurückgeführt,

die weder über den Primär-, noch über den Sekundärspiegel, sondern direkt in die Kamera gelangen. Betrachtet man für die fokussierten Photonen deren Verteilung auf dem Boden, so fällt auf, dass diese lediglich einen schmalen Ring darstellt. Dieser ändert seine Form mit anwachsendem Zenitwinkel. Außerdem existiert ein weiterer Beitrag der vom Boden fokussierten Photonen jenseits einer Distanz von 10 Metern zum y-Mittelpunkt.

Abschließend kann festgehalten werden, dass das Anbringen von 20 cm - Blenden keine signifikanten Nachteil bringt, dabei allerdings andererseits den Nachthimmeluntergrund zu etwa 16 % verringern kann.

## 4.2 Ausblick

Eine weitere Variante, den Nachthimmeluntergrund zu verringern, besteht darin, Blenden am Primärspiegel anstelle des Sekundärspiegels zu montieren. Dies hätte den Vorteil, dass die effektive Fläche auch für größere Blendenlängen unberührt bleiben würde. Daher könnten diese beliebig groß gewählt werden. Da es nur einen kleinen Winkelbereich gibt, in dem Photonen über den Sekundärspiegel in die Kamera fokussiert werden können, müssten die Blendenlängen nur diesen Bereich abdecken. Ein Nachteil dieser Variante wäre, dass somit Photonen, die ohne Umwege in die Kamera fliegen, nicht mehr geblockt werden können.

Da die Kamera aus PMTs besteht, die mit einer Schicht aus transparentem Material bedeckt wird, werden Photonen, die über einen großen Einfallswinkel verfügen, nicht mehr detektiert, sondern reflektiert. Um herauszufinden, ob in der aktuellen Simulation solche Photonen einen signifikanten Anteil haben, muss die Verteilung der Einfallswinkel in die Kamera betrachtet werden.

Um generell eine Aussage darüber treffen zu könne, ob eine Reduktion von etwa 17 % lohnenswert ist, muss geklärt werden, wie die berechnete NSB - Rate der über den Boden oder direkt fokussierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der gemessenen Cherenkovlicht-Photonen steht.

Ein weiterer Interessanter Punkt, der aufgrund von Zeitgründen nicht mehr Teil dieser Arbeit war, ist zu klären, welchen Anteil der über den Boden fokussierten Photonen die zusätzliche Komponente jenseits von 10 Metern in positive y-Richtung darstellt. Des Weiteren sollte untersucht werden, ab welchem Zenitwinkel diese in Erscheinung tritt.

# Literaturverzeichnis

- [1] Space- and Ground-Based Gamma-Ray Astrophysics, Stefan Funk
- [2] Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy, Mathieu de Naurois, Daniel Mazin
- [3] Atmospheric Cherenkov Gamma-ray Telescopes, Jamie Holder
- [4] [https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/press/2012/HESS\\_II\\_first\\_light/](https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/press/2012/HESS_II_first_light/) - H.E.S.S. Collaboration, Frikkie van Greunen
- [5] [https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/press/2012/HESS\\_II\\_first\\_light/](https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/press/2012/HESS_II_first_light/) - H.E.S.S. Collaboration, Fabio Acero and Henning Gast
- [6] SST-GATE: A dual mirror telescope for the Cherenkov Telescope Array, Andreas Zech et. al.
- [7] Design Concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA, CTA Consortium
- [8] Small Size Telescope SST-2M GCT Technical Design Report - D. Berge
- [9] ROBAST: Development of a ROOT-Based Ray-Tracing Library for Cosmic-Ray Telescopes and its Applications in the Cherenkov Telescope Array, Akira Okumura, Koji Noda, Cameron Rulten
- [10] <https://robast.github.io/>

## Erklärung

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

Erlangen, den

Christopher Schönwälder