Simulation einer Pointing-Kamera für das MST des CTA-Instruments

Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von

Robert Heinrich

Tag der Abgabe: 02.08.2016

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

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

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **5**

2 Grundlagen **7**

2.1 Grundlagen der Gammastrahlungsastronomie 7

2.1.1 Herkunft und Entstehung von kosmischer Strahlung 7

2.1.2 Entstehung von VHE-Gammastrahlung 10

2.2 Detektion von kosmischer Gammastrahlung 11

2.2.1 Atmosphärische Cherenkov Teleskope 11

2.2.2 Das Cherenkov Telescope Array 16

3 Simulation von Kameraverzeichnungen **19**

3.1 Abbildungsmodell nach OpenCV 19

3.2 Simulation verzeichnungsfreier Sternbilder 22

3.3 Hinzufügen von Verzeichnungseffekten 25

3.3.1 Simulation eines verzeichneten Sternbildes 26

3.3.2 Testen der Simulation 28

3.4 Auswertung mit Astrometry.net 32

3.5 Ergebnisse 33

3.5.1 Sternbilder mit virtueller Cherenkov-Kamera 33

3.5.2 Sternbilder ohne virtuelle Cherenkov-Kamera 36

4 Zusammenfassung und Ausblick **39**

Kapitel 1

Einleitung

Am 7. August 1912 bestieg *Victor Franz Hess*, ein österreichischer Physiker, in Aussig an der Elbe einen Luftballon, der mit zwei Wulfschen Strahlungsapparaten bestückt war. Hauptbestandteil dieser Apparate ist jeweils ein Fadenelektrometer im Inneren eines luftdichten Hohlzylinders. Mithilfe dieser Apparate maß Hess die Dichte der durch die von außen einfallende ionisierende Strahlung erzeugten Ionen im Innern der Zylinder [1]. Zusammen mit einem Ballonführer und einem meteorologischen Beobachter stieg er in eine Höhe von über 5 Kilometern auf und dokumentierte seine Messergebnisse. Dabei stellte er fest, dass die Ionisation bei großen Höhen ansteigt. Die von der Erdkruste ausgehende ionisierende Strahlung ist bei diesen Höhen aufgrund von Absorptionsverlusten in der Atmosphäre auszuschließen, woraus Hess schloss, dass die Strahlung, die er damals als Höhenstrahlung bezeichnete, vom Kosmos her in die Erdatmosphäre eindringt. Dieses Experiment gilt als Nachweis der kosmischen Strahlung, wofür Hess 1936 den Nobelpreis für Physik erhielt [2].
Seitdem wurden immer ausgefeiltere Methoden entwickelt, um die Herkunft der kosmischen Strahlung zu erforschen. Heutzutage weiß man, dass die kosmische Strahlung zum Großteil aus energiereichen Protonen, sowie Heliumkernen und anderen schweren Atomkernen besteht. Als Sekundärprodukt dieser Strahlung entstehen Gammaquanten, die unter anderem durch Röntgensatelliten detektiert werden können. Der Vorteil bei der Detektion von Gammastrahlung ist, dass sie nicht wie die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung durch kosmische Magnetfelder abgelenkt wird und somit die Herkunftsrichtung relativ genau bestimmt werden kann. Abgesehen vom sichtbarem Licht, der Mikrowellenstrahlung, Radiowellen und schmalen Bereichen der Infrarotstrahlung, ist die Atmosphäre für Photonen kaum durchdringbar. Deshalb kommen für einen direkten Nachweis der Gammastrahlung nur Satelliten infrage. Ein großer Nachteil der Satellitenexperimente ist, dass die effektive Detektorfläche zu klein ist, um ausreichende Messdaten für hoch energetische Photonen zu sammeln. Der Photonenfluss nimmt nämlich stark mit steigender Energie ab. Deshalb wird für die Detektion von hoch energetischen Photonen mit Energien von über 100 GeV (*Very-High-Energy*, kurz: VHE) zu anderen Detektionsmethoden gegriffen, da das Sammeln ausreichender Messdaten sonst zu lange dauern würde.

Um derartige Photonen trotzdem nachweisen zu können, benutzt man bodengebundene Cherenkov Teleskope, mit denen Photonen im Energiebereich von einigen GeV bis hin zu 100 TeV (10^{14} eV) nachgewiesen werden können. Durch Abdeckung einer möglichst großen Fläche mit diesen Teleskopen erzielt man eine große effektive Fläche, sodass die Ereignisrate im VHE-Bereich steigt. Dies soll durch das *Cherenkov Telescope Array* (CTA), das Gammastrahlungsmessinstrument der nächsten Generation, realisiert werden. Das Instrument besteht aus vielen Einzelteleskopen, die sich je nach Größe in drei Bauarten unterteilen. Das Projekt befindet sich zurzeit in der Entwicklungs- und Konstruktionsphase [3]. Mithilfe dieser Teleskope nutzt man den Effekt aus, dass in die Atmosphäre einfallende Gammaquanten geladene Teilchen durch Wechselwirkung im Kernfeld der Atome in der Luft erzeugen. Durch weitere Abfolge von Bremsstrahlungs-/ und Paarbildungsprozessen entsteht ein *Teilchenschauer*. Die entstehenden Teilchen sind so energiereich, dass sie schneller als Licht im Medium propagieren. Dabei strahlen sie bläuliches *Cherenkovlicht* ab, welches über großflächige Spiegel am Teleskop gesammelt und auf eine Cherenkovkamera fokussiert wird. Aus dem entstandenen Bild wird dann die Herkunftsrichtung rekonstruiert.
Ein wichtiger Aspekt bei der Richtungsrekonstruktion ist die Pointing-Kalibrierung. Durch diese Kalibrierung soll sichergestellt werden, dass die exakte Pointing-Richtung, also die Ausrichtung des Teleskopes, erfasst werden kann und somit der Fehler bei der Positionsbestimmung der Quelle möglichst klein bleibt. Für die Pointing-Abweichung bei CTA wird ein Maximalwert von sieben Bogensekunden, also ungefähr 0,0019°, angestrebt [4]. Für die verschiedenen Teleskoptypen von CTA gibt es unterschiedliche Lösungen für das Pointing-Problem. Für die Medium Size Telescopes (MST) soll jeweils eine einzelne CCD-Kamera, eine sogenannte PointingCCD, an ein Teleskop angebracht werden, welche die Pointing-Richtung des Teleskopes verfolgen soll. Bei der Kalibrierung müssen Verzeichnungen berücksichtigt werden, die bei jeder realen Kamera auftreten. Diese Verzeichnungen sind bedingt durch das auf der Kamera angebrachte Objektiv und den Eigenschaften des CCD-Chips.
Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde eine solche PointingCCD mit realen Verzeichnungen simuliert. Hierfür wurde ein Abbildungsmodell aus der Open Source Bibliothek `OpenCV` verwendet, mit dem unter anderem Verzeichnungen beschrieben werden. Konkret wurden Sternbilder aus realen Sternkatalogen simuliert, verzeichnet und anschließend mithilfe von Methoden aus der Open Source Software `Astrometry.net` analysiert. Damit sollte geklärt werden, ob eine Pointing-Rekonstrukion aus verzeichneten Sternbildern möglich ist und wie groß die Pointing-Abweichung im Vergleich zu verzeichnungsfreien Bildern ist.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel soll eine Einführung in die grundlegenden Themengebiete, die im Zusammenhang mit dieser Bachelorarbeit stehen, erfolgen. Hierzu gehören unter anderem die physikalischen Aspekte der Entstehung kosmischer Gammastrahlung und wie diese mithilfe von Cherenkov-Teleskopen detektiert wird. Anschließend wird das Funktionsprinzip des CTA-Instruments und das Pointingprinzip eines MST vorgestellt.

2.1 Grundlagen der Gammastrahlungsastronomie

Zunächst sollen grundlegende Aspekte der kosmischen Strahlung und der kosmischen Gammastrahlung erklärt werden. Dabei wird auf die Herkunft und Entstehung kosmischer Strahlung und anschließend auf die Entstehung hochenergetischer kosmischer Gammastrahlung eingegangen.

2.1.1 Herkunft und Entstehung von kosmischer Strahlung

Unter hoch energetischer kosmischer Gammastrahlung versteht man kosmische Photonen mit einer Energie von über 100 GeV. Um derart hohe Energien zu erreichen, sind thermische Emissionsprozesse nicht ausreichend, da die maximale Temperatur jeglicher bekannter Himmelskörper dafür nicht hoch genug wäre. Man geht deshalb davon aus, dass diese Photonen durch Wechselwirkung von beschleunigten geladenen Teilchen mit interstellarer Materie, Magnetfeldern oder Photonenfeldern entstehen [5]. Diese beschleunigten Teilchen werden als kosmische Strahlung bezeichnet. Durch die Untersuchung der Herkunft der kosmischen Gammastrahlung kann man also Hinweise auf mögliche Quellen kosmischer Strahlung gewinnen. Der Vorteil hierbei ist, wie bereits erwähnt, dass die Gammastrahlung sich geradlinig durch das Universum bewegt, da interstellare Magnetfelder keinen Einfluss auf die Trajektorie der Gammaquanten haben, sodass die Herkunftsrichtung relativ genau bestimmt werden kann.

Im Folgenden sollen mögliche Quellen kosmischer Strahlung, sowie deren Beschleunigungsprozesse vorgestellt werden.

Supernovaüberreste

Im Laufe der Zeit verbraucht ein Stern seinen nuklearen Fusionsbrennstoff, indem in seinem Inneren Wasserstoff zu Helium und schwereren Elementen fusioniert. Dabei sinkt der Innendruck des Sterns, der ursprünglich im Gleichgewicht mit dem von außen einwirkenden Gravitationsdruck steht. Wenn also der Großteil des Wasserstoffes aufgebraucht ist, kollabiert der Stern in sich zusammen [6]. Dabei steigt die Dichte ρ im Inneren, sodass der Gravitationsdruck $P_G \propto \rho^{\frac{4}{3}}$ ebenfalls weiter steigt. Folglich kollabiert der Stern immer schneller, während seine Temperatur ebenfalls zunimmt, sodass Fusionsprozesse bis hin zur Fusion von Eisen stattfinden. Für Sterne mit einer ursprünglichen Masse von über acht Sonnenmassen steigt der Gravitationsdruck im Kern so weit an, sodass dieser den Entartungsdruck, der aus dem Pauli-Prinzip für Fermionen resultiert, überschreitet und somit Elektronen in die Atomkerne gepresst werden. Es kommt zum inversen β-Zerfall [6]:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \tag{2.1}$$

Zusätzlich zerfallen Eisenatomkerne durch Reaktion mit energiereichen Photonen zu Helium und Neutronen, was als Photodesintegration bezeichnet wird:

$$^{56}Fe + \gamma \rightarrow 13\,^4He + 4n \tag{2.2}$$

Die Materie des Kerns wird dadurch fast vollständig zu Neutronen umgewandelt, woraus ein Neutronenstern entsteht. Sobald der Kern eine Dichte von ungefähr $10^{14}\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}$ erreicht hat, stoppt der Kollaps rapide [6]. Der Kern ist nun inkompressibel. Es erfolgt eine enorme Druckwelle nach außen, welche die umliegende Materie beschleunigt, komprimiert und dadurch erhitzt. Es wird also Energie in Form von Hitze und kinetischer Energie auf die äußeren Schichten des Sterns übertragen, sodass heiße Materie mit Geschwindigkeiten von ungefähr $10^4\frac{\mathrm{km}}{\mathrm{s}}$ ausgeworfen wird. Dieser Prozess wird als Supernova bezeichnet. Im weiteren Verlauf bewegt sich die ausgeworfene Materie in Form einer Schockwelle mit gleichmäßiger Geschwindigkeit nach außen während der Stern einen Großteil des umgebenden Mediums aufnimmt. Man spricht jetzt von einem *Supernovaüberrest* (engl: Supernova Remnant, SNR) in der *freien Expansionsphase* [7]. Diese Phase dauert so lange an, bis die aufgenommene Masse größer als die ursprünglich ausgeworfene Masse ist. Dann beginnt die sogenannte *Sedov-Phase*, in der der Stern adiabatisch expandiert [8]. Während dieser Phasen werden geladene Teilchen durch starke Magnetfelder an den Schockfronten hin- und hergestreut, wobei sie bei jedem Durchgang durch die Schockfront mit einer gewissen Übergangswahrscheinlichkeit Energie gewinnen. Somit werden die Teilchen fast auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Dabei wird hochenergetische elektromagnetische Strahlung emittiert, die sogenannte kosmische Gammastrahlung. Eine Gammastrahlen-Aufnahme eines SNR ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

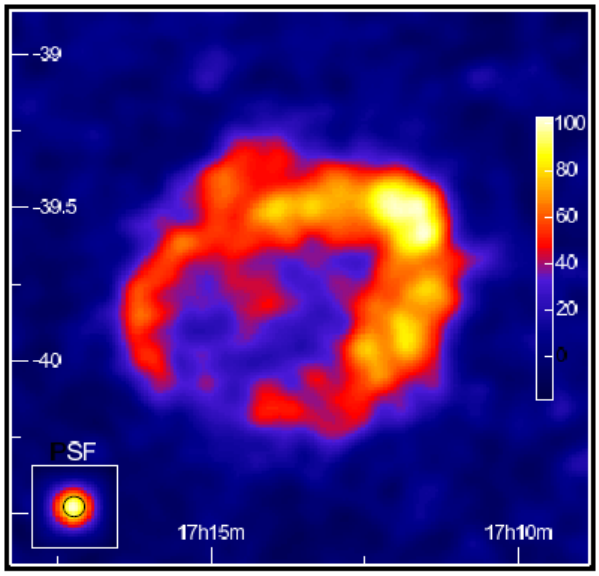


Abbildung 2.1: H.E.S.S-Aufnahme des SNR RX J1713.7-3946. Diese Aufnahme entstand durch Kombination von Messdaten des H.E.S.S.-Teleskops aus den Jahren 2004 und 2005. Die Anzahl der Events ist durch die Farbskala angedeutet. Es wurden Gammastrahlen im Energiebreich von 300GeV bis über 100TeV gemessen. Unten links ist eine simulierte Punktquelle zu sehen. Quelle: [9]

Pulsare

Pulsare sind schnell rotierende Neutronensterne mit starken Magnetfeldern. Bei der Bildung eines Neutronensterns schrumpft der Radius auf einen Bruchteil des ursprünglichen Sterns. Um seinen Drehimpuls zu erhalten, rotiert der Neutronenstern enorm schnell mit Perioden im Millisekundenbereich. Zusätzlich wird das Magnetfeld des Sterns komprimiert, sodass das Magnetfeld des entstandenen Neutronensterns eine große Flussdichte von typischerweise 10^8 T erreicht [6]. Wenn die Symmetrieachse des Magnetfeldes relativ zur Rotationsachse des Neutronensterns verkippt ist, strahlt der Neutronenstern Synchrotronstrahlung in Richtung der Magnetpole in Form eines Doppelkegels ab (vgl. Abb. 2.2). Sobald die Strahlrichtung, die ja ebenfalls rotiert, auf einen Beobachter auf der Erde fällt, kann dieser einen kurzen Puls im Radiofrequenzbereich detektieren, weshalb man einen derartigen Himmelskörper als Pulsar bezeichnet. Durch das starke Magnetfeld des Pulsars kann die umliegende Materie auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden, wodurch, wie bereits oben erklärt, Schockfronten entstehen, in denen Teilchen noch weiter beschleunigt werden. Man spricht dann von einem Pulsarwind-Nebel.

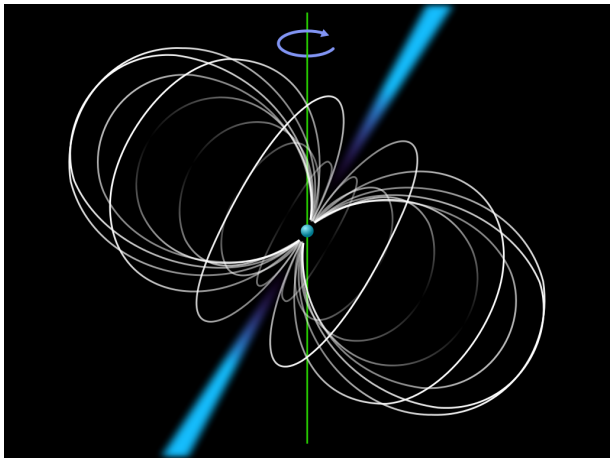


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Pulsars. Die Kugel in der Mitte des Bildes stellt den Neutronenstern dar. Die Rotationsachse ist durch die grüne Linie angedeutet. Die weißen Kurven stellen die Magnetfeldlinien dar. Zu sehen sind auch die Emissionskegel an den Magnetfeldpolen. Quelle: [10]

Weitere Quellkandidaten

Weitere bekannte Quellen kosmischer Strahlung sind aktive galaktische Kerne (AGNs), Gamma-Ray-Bursts, oder auch Sonneneruptionen. Auf diese soll jedoch nicht weiter eingegangen werden.

2.1.2 Entstehung von VHE-Gammastrahlung

Bei der Entstehung von VHE-Gammastrahlung unterscheidet man grundsätzlich zwischen leptonischer und hadronischer Emission.

Leptonische Emission

Der im VHE-Bereich dominierende Entstehungsprozess ist die inverse Compton-Streuung, bei der ein hochenergetisches Elektron an einem Photon streut und dabei Energie auf dieses überträgt [5].

$$e^-_{VHE} + \gamma \rightarrow e^- + \gamma_{VHE} \tag{2.3}$$

Hadronische Emission

Wenn hochenergetische Protonen oder Atomkerne mit der umliegenden Materie, beispielsweise in einer interstellaren Gaswolke, wechselwirken, können Pionen als Sekundärprodukt entstehen. Diese haben eine relativ kurze Lebenszeit und zerfallen je nach Art in andere

Teilchen. Ein geladenes Pion zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99,9% in ein Myon und ein (Anti-)Neutrino. Das neutrale Pion zerfällt zu über 98,8% in zwei Photonen [11].

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu} \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \end{aligned} \tag{2.4}$$

Sowohl leptonische als auch hadronische Emission produzieren VHE-Gammastrahlung. Als weiterer Entstehungsprozess sei hier noch der Zerfall Dunkler Materie, sowie die Annihilation Dunkler Materie erwähnt. [5]
Damit wurden grundlegende Aspekte bezüglich der Herkunft und Entstehung kosmischer Gammastrahlung geklärt.

2.2 Detektion von kosmischer Gammastrahlung

Das Energiespektrum der kosmischen Gammastrahlung deckt einen Bereich von ungefähr 10^5 eV bis zu 10^{12} eV ab, während der kosmische Photonenfluss Φ in einem Bereich von 14 Größenordnungen variiert [5]. Der Verlauf des Energiespektrums folgt einer abfallenden Potenzfunktion:

$$\Phi \propto E^{-\Gamma}, \tag{2.5}$$

wobei der spektrale Index Γ mit steigender Energie zunimmt. Das heißt, dass der Photonenfluss mit steigender Energie stark abfällt. Da die Erdatmosphäre für kosmische Gammastrahlung quasi undurchdringbar ist, muss man für einen direkten Nachweis auf weltraumgestützte Messinstrumente zurückgreifen. Dazu werden Satelliten mit Detektoren bestückt und in die Erdumlaufbahn befördert. Aufgrund des relativ geringen verfügbaren Stauvolumens in der Rakete und zugunsten der Gewichtsminimierung sind diese Instrumente jedoch relativ klein. Für Energien von über 10^{15} eV ist der Photonenfluss kleiner als ein Teilchen pro Quadratmeter und Jahr. Somit wird schnell klar, dass die Detektion von kosmischer Strahlung in diesen Energiebereichen bei Satellitenexperimenten extrem ineffizient ist. Deshalb ist man gezwungen auf bodengebundene Systeme zurückzugreifen, die eine möglichst große effektive Detektorfläche bieten und somit in annehmbarer Messzeit genügend Daten sammeln können. Seit Ende der 80er-Jahre werden für die Detektion von VHE-Gammastrahlung Atmosphärische Cherenkov Teleskope benutzt.

2.2.1 Atmosphärische Cherenkov Teleskope

Da kosmische Gammastrahlung die Erdatmosphäre nicht durchdringen kann, ist eine direkte Messung von der Erdoberfläche aus nicht möglich. Stattdessen nutzt man den Effekt aus, dass ein in die Atmosphäre eintretendes VHE-Gammaquant mit der umliegenden Materie in der Atmosphäre wechselwirkt. Dabei werden geladene Sekundärteilchen gebildet,

die schneller als das Licht durch die Atmosphäre propagieren und dabei Cherenkov-Licht abstrahlen, welches durch atmosphärische Cherenkov-Teleskope (engl: *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope*, kurz: IACT) detektiert werden kann. Im Folgenden soll das Detektionsprinzip dieser Teleskope erläutert werden.

Elektromagnetische Luftschauer

Die Wechselwirkung von VHE-Gammastrahlung mit den Atomen in der Atmosphäre findet hauptsächlich über Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozesse statt. Bei einer Paarbildung wird die Energie des Gammaquants im Kernfeld eines Atoms in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Die Reaktionsgleichung lautet:

$$\gamma_{VHE} \rightarrow e^+ + e^- \tag{2.6}$$

Die erzeugten Teilchen wechselwirken ebenfalls mit der umliegenden Materie und werden dabei abgebremst, das heißt sie verlieren Energie. Diese Energie wird in Form von γ-Quanten abgestrahlt, was als Bremsstrahlung bezeichnet wird. Durch die entstandenen γ-Quanten kommt es wieder zu Paarbildungsprozessen und somit bildet sich ein Teilchenschauer von Sekundärteilchen [7]. Dabei werden so lange neue Teilchen gebildet, bis die Energie des initialen γ-Quants so weit zerstreut wurde, dass die neu entstandenen Elektronen und Positronen eine kritische Energie E_k erreicht haben. Ein relativ simples Modell für diese Schauer ist das Modell von Heitler [12]. Dabei nimmt man an, dass sich jedes Teilchen des Schauers nach einer bestimmten Strahlungslänge X_0 in zwei neue Teilchen aufspaltet. Eine Strahlungslänge ist die mittlere Distanz, die ein erzeugtes Teilchen in der Atmosphäre zurücklegt, bis es selbst mit der umliegenden Materie wechselwirkt. Das heißt, dass nach einer Strahlungslänge doppelt so viele Teilchen wie zuvor vorhanden sind. Die Energie eines Teilchens wird dabei gleichmäßig auf die beiden erzeugten Teilchen verteilt. In Abbildung 2.2.1 ist eine schematische Darstellung des Heitler-Modells zu sehen.
Für die maximale Teilchenzahl gilt:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_k}, \tag{2.7}$$

wobei E_0 die Energie des initialen γ-Quants ist. Nach n Strahlungslängen besteht der Schauer aus 2^n Teilchen. Für die Energie des initialen Teilchens gilt also:

$$E_0 = 2^{n_k} \cdot E_k, \tag{2.8}$$

wobei n_k die kritische Anzahl an Strahlungslängen ist. Sie ist ein Maß für die Position des Schauermaximums. Aus 2.8 folgt:

$$n_k \propto ln\left(\frac{E_0}{E_k}\right) \tag{2.9}$$

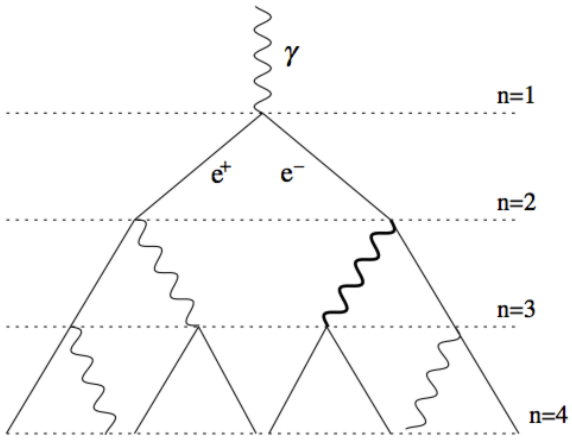


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Heitler-Modells. n gibt die Zahl an zurückgelegten Strahlungslängen an. Die geraden Linien stellen Elektronen bzw. Positronen dar, die gewellten Linien stellen γ-Quanten dar. Quelle: [13]

Die erste Wechselwirkung eines γ-Quants mit der Erdatmosphäre findet typischerweise auf einer Höhe von über 20 km statt. Der entstehende Schauer breitet sich nach unten mit geringer lateraler Ausdehnung aus. Ein Maß für diese Ausdehnung ist der Moliér-Radius:

$$R_M \propto \frac{X_0}{E_k} \tag{2.10}$$

Obwohl es sich hierbei um ein relativ simples Modell handelt, können daraus grundlegende Proportionalitäten bei elektromagnetischen Schauern gewonnen werden (vgl. Gleichung 2.7 und 2.9).

Cherenkov-Strahlung

Bewegen sich geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v > c'$ in einem dielektrischen Medium, wobei c' die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist, wird elektromagnetische Strahlung entlang der Flugbahn des Teilchens abgestrahlt [14]. Dieser Effekt ist folgendermaßen zu erklären: Das Teilchen polarisiert entlang seiner Flugbahn die umliegende Materie und regt sie somit auf mikroskopischer Ebene an. Die angeregten Moleküle kehren dann unter Photonenabgabe wieder in den ursprünglichen Zustand zurück. Für Geschwindigkeiten $v < c'$ würden diese Photonen destruktiv interferieren, das heißt der Effekt wäre nicht sichtbar. Wenn sich das Teilchen jedoch schneller als die Photonen bewegt, kommt es zur konstruktiven Interferenz der Wellenfronten der emittierten Strahlung, die unter dem Cherenkovwinkel θ_C abgestrahlt wird. In Abbildung 2.4 ist eine Illustration des Cherenkovwinkels zu sehen. θ_C kann über folgende Gleichung ermittelt werden:

$$cos(\theta_C) = \frac{1}{n\beta}, \tag{2.11}$$

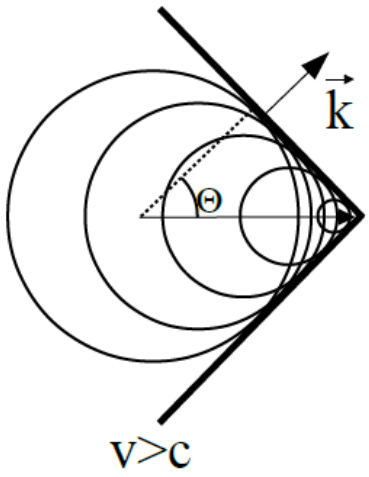


Abbildung 2.4: Illustration des Cherenkov-Winkels θ_C. $\vec{k}$ ist der Wellenvektor der Cherenkov-Wellenfront. Mit c ist hier die Lichtgeschwindigkeit im Medium gemeint. Quelle: [15]

wobei n der Brechungsindex des Mediums (hier die Atmospähre) ist und $\beta = \frac{v}{c}$. Da $cos(\theta) \leq 1$ und somit $\beta \geq \frac{1}{n}$, gilt für die Mindestenergie $E_{threshold}$, die ein geladenes Teilchen haben muss, um den Cherenkov-Effekt zu erzeugen:

$$E_{threshold} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}, \tag{2.12}$$

wobei m die Masse des Teilchens ist. Die Anzahl der Photonen, die pro Weglänge dx und Wellenlängenintervall $d\lambda$ emittiert werden, ergibt sich aus folgender Formel:

$$\frac{dN}{dx\, d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2 sin^2(\theta)}{\lambda^2}, \tag{2.13}$$

wobei $\alpha = \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante und z die Ladung des Teilchens ist. Hieraus wird klar, dass Photonen mit kurzer Wellenlänge bevorzugt emittiert werden. Deshalb erscheint das Cherenkov-Licht bläulich. Das emittierte Cherenkov-Licht bildet einen Lichtkegel, der sich zur Erdoberfläche hin ausbreitet und durch die Cherenkov-Teleskope detektiert wird. Der Radius dieses Lichtkegels beträgt je nach Emissionshöhe bis zu 140 Meter. In Abbildung 2.5 ist das Schema eines solchen Lichtkegels zu sehen.

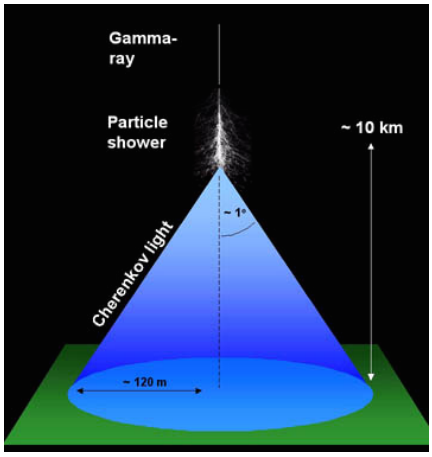


Abbildung 2.5: Illustration eines Cherenkov-Lichtkegels, der durch einen Luftschauer in der Atmosphäre entsteht. Quelle: [16]

Detektionsprinzip der IACTs

Cherenkov-Teleskope sind großflächige Spiegelteleskope, die mit besonders schnellen Kameras ausgestattet sind, um die in der Atmosphäre erzeugten Cherenkov-Blitze, die nur einige Nanosekunden lange dauern, aufnehmen zu können. In Abbildung 2.6 ist ein Teleskop des *High Energy Stereoscopic System* (H.E.S.S.) zu sehen. Das Cherenkov-Licht wird

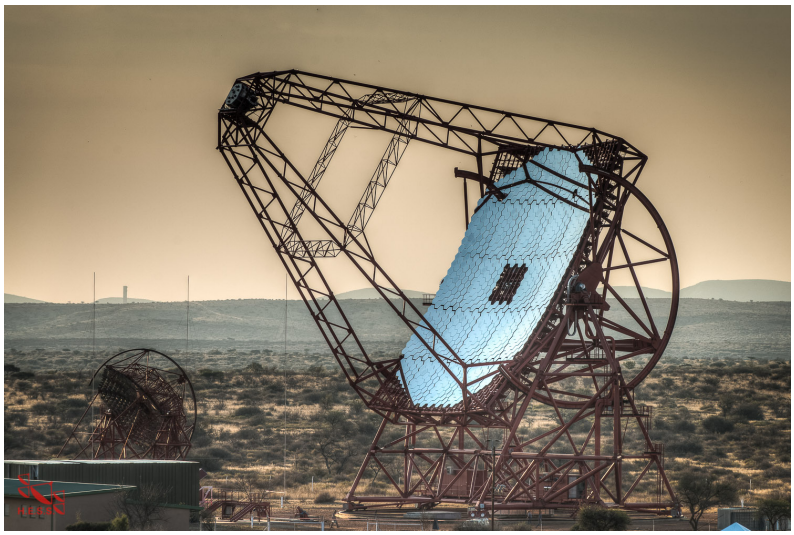


Abbildung 2.6: H.E.S.S. II Teleskop. Es hat eine totale Spiegelfläche von 614m^2 und ein Gesamtgewicht von 580 Tonnen. Die Cherenkov-Kamera nimmt 3600 Bilder pro Sekunde auf und hat eine effektive Belichtungszeit von 16 Nanosekunden. Sie besteht aus 2048 PMTs. Quelle: [17]

hierfür durch eine große segmentierte Spiegelfläche gesammelt und auf eine Cherenkov-Kamera fokussiert, die gegenüber der Spiegelsegmente angebracht und auf diese ausgerichtet ist. Die Cherenkov-Kamera besteht aus einer Palette von Photomultiplier Tubes (PMT) oder Silizium Photomultiplier (SiPM), die an schnelle elektronische Bauteile angeschlossen sind, welche das Signal verstärken, digitalisieren und aufnehmen. Um eine genaue räumliche Auflösung bei der Rekonstruktion des ursprünglichen Teilchens zu gewinnen und somit die Position der Quelle bestimmen zu können, benutzt man normalerweise nicht nur ein einzelnes Teleskop, sondern mehrere Teleskope im Abstand von ungefähr 100 Metern, die im Idealfall denselben Himmelspunkt anvisieren. Über stereoskopische Methoden kann dann die Herkunft des γ-Quants rekonstruiert werden (siehe Abb. 2.7). Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung mehrerer Teleskope ist eine größere effektive Fläche, da hiermit die Detektionsrate steigt. Die effizienteste Methode wäre ein möglichst großes Raster an Cherenkov-Teleskopen, wie es bei CTA gebaut werden soll.

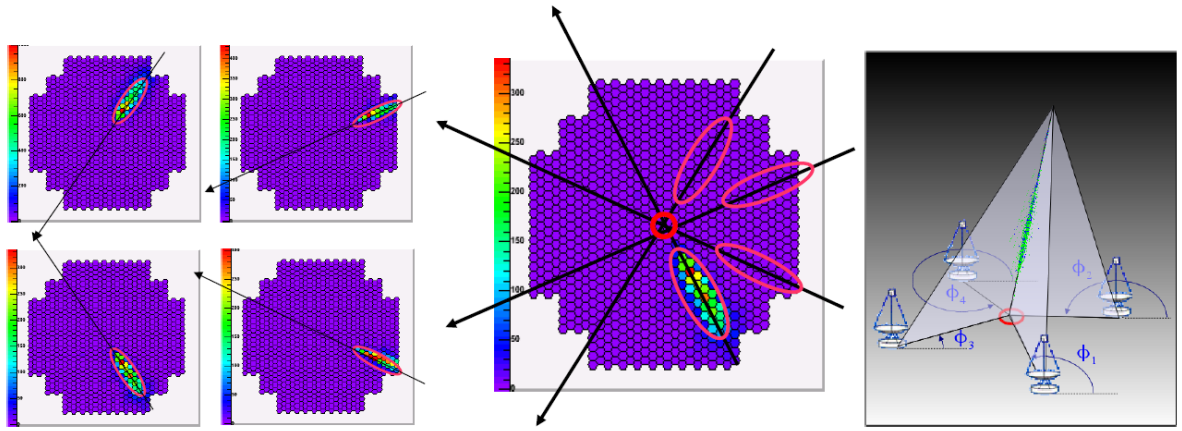


Abbildung 2.7: Geometrische Rekonstruktion der Schauerrichtung mit der stereoskopischen Methode. Der Schauer wurde von 4 Teleksopen zur selben Zeit aufgenommen. **Links**: Aufnahmen der einzelnen Cherenkov-Kameras. Der Schauer wird in Form einer Ellipse auf die Kamera abgebildet. **Mitte**: Projektion der vier Aufnahmen in ein einzelnes Bild. Über den Schnittpunkt der großen Halbachsen der vier Ellipsen lässt sich die Herkunftsrichtung des initialen Photons bestimmen. **Rechts**: Illustration der stereoskopischen Rekonstruktionsmethode. Quelle: [15]

2.2.2 Das Cherenkov Telescope Array

Das Cherenkov Telescope Array ist ein internationales Projekt zum Bau eines VHE-Gammastrahlung-Messinstruments der nächsten Generation. Es soll als Nachfolger der aktuellen Generation von Cherenkov-Teleskop-Systemen fungieren. Dazu gehören H.E.S.S., MAGIC und VERITAS. Durch den Bau von CTA erhofft man sich unter anderem ein

besseres Verständnis des Ursprungs der kosmischen Strahlung, sowie die Beschleunigungsprozesse um schwarze Löcher herum erforschen zu können. Das CTA soll dabei einige Vorteile gegenüber den bisherigen IACT-Generationen aufweisen. Die Sensitivität von CTA im Energiebereich von 100 GeV bis zu 10 TeV soll um einen Faktor von 5 bis 10 besser werden, während der gesamte messbare Energiebereich von unter 100 GeV bis zu über 100 TeV erweitert werden soll [3]. Das Instrument wird aus zwei unterschiedlich großen Rastern aus Cherenkov-Teleskopen bestehen, jeweils ein Raster auf der nördlichen und südlichen Hemisphäre, sodass der gesamte Himmel beobachtet werden kann [18]. Für das südliche Raster sind drei verschiedene Teleskopgrößen geplant, während für das nördliche Raster nur die beiden größeren Teleskoptypen verwendet werden sollen. Die verschiedenen Teleskoptypen sind:

- **Large Size Telescope** (LST): Dies ist der größte Teleskoptyp mit einem Durchmesser von 23 Metern und einer Fokallänge von 28 Metern. Jeweils vier dieser Teleskope sollen im Zentrum der beiden Raster gebaut werden. Sie sind besonders sensitiv für niederenergetische Gammastrahlung (< 200 GeV). Da niederenergetische Gammastrahlen nur wenig Cherenkov-Licht erzeugen, benötigt man Teleskope mit großer Spiegelfläche, um das Licht effizient sammeln zu können.

- **Medium Size Telescope** (MST): Dieser Teleskoptyp hat einen Durchmesser von 10 bis 15 Metern und eine Fokallänge von 16 Metern. Die Teleskope sind besonders sensitiv für den Hauptenergiebereich von 100 GeV bis 10 TeV. 25 dieser Teleskope sollen für das Raster in der südlichen Hemisphäre gebaut werden, 15 in der nördlichen Hemisphäre, in einem Abstand von jeweils 100 Metern. In Abbildung 2.8 ist eines der MST schematisch dargestellt.

- **Small Size Telescope** (SST): Dies ist der kleinste Teleskoptyp. Damit soll der Energiebereich über 10 TeV untersucht werden. Da der Photonenfluss in diesem Energiebereich sehr gering ist, muss eine große Fläche mit diesen Teleskopen abgedeckt werden. Hierfür sollen ungefähr 70 Teleskope in großen Abständen verteilt werden. Die relativ kleine Spiegelfläche eines einzelnen Teleskops ist ausreichend, da die Photonen in dem zu untersuchenden Energiebereich sehr helle Cherenkov-Blitze erzeugen.

Single-PointingCCD-Konzept

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist es bei der Richtungsrekonstruktion der kosmischen Gammastrahlung von essentieller Bedeutung, dass die Pointing-Richtung des Teleskopes so genau wie möglich bestimmt werden kann. Dies soll speziell beim MST durch eine einzelne CCD-Kamera, die in der Mitte der Spiegelfläche eines Teleskopes angebracht wird, gewährleistet sein (siehe Abb. 2.8 und 2.9). Mithilfe dieser sogenannten PointingCCD soll die Bewegung des Teleskopes bei der Beobachtung eines Himmelpunktes überwacht werden, indem während der „*Verfolgung*“ des Himmelspunktes Aufnahmen

der Cherenkov-Kamera und des umliegenden Nachthimmels gemacht werden. Durch eine Kalibrierung der Aufnahmen mit bekannten Positionen von Objekten in diesen Aufnahmen kann das Pointing-Problem gelöst werden. Bei IACTs werden hierfür Sternkonstellationen, deren Position bekannt ist, in den Aufnahmen registriert, d. h. man verwendet optisches Sternenlicht für die Kalibrierung. Daraus wird ein Fit-Modell erstellt, mit dem das Pointing des Teleskopes korrigiert werden kann.

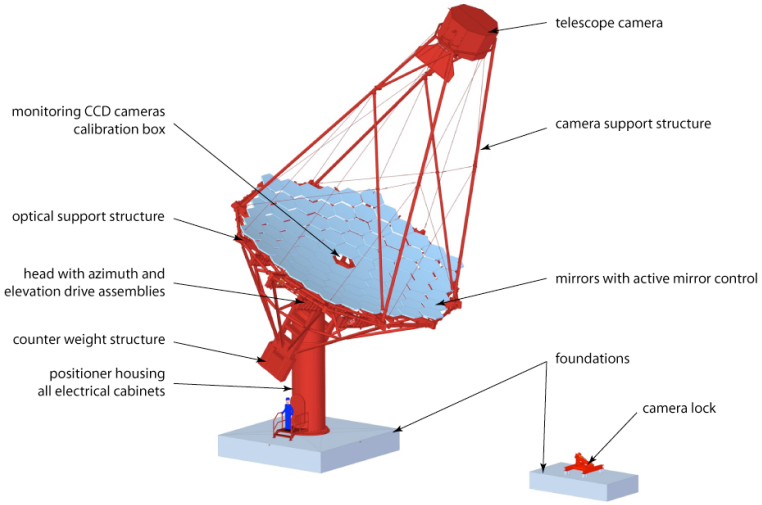


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Medium Size Telescope. In der Mitte der Spiegelfläche befindet sich eine CCD-Kamera, die für die Pointing-Kalibrierung benutzt werden soll. Quelle: [18]

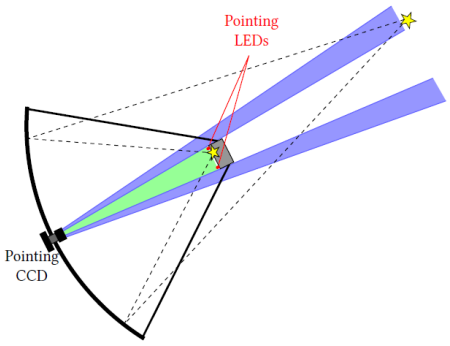


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung einer einzelnen PointingCCD, die gleichzeitig Cherenkov-Kamera und Himmel beobachtet. Auf der Cherenkov-Kamera sind sog. Pointing LEDs angebracht, die die Position der Cherenkov-Kamera in den Aufnahmen der PointingCCD verdeutlichen und somit für die Pointing-Kalibrierung notwendig sind. Quelle: [19]

Kapitel 3

Simulation von Kameraverzeichnungen

Im vorherigen Kapitel wurden die grundlegenden physikalischen und technischen Aspekte, die im Zusammenhang mit dieser Bachelorarbeit stehen, erklärt. Das Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, eine Single-PointingCCD für das CTA-Instrument unter Berücksichtigung von Verzeichnungen zu simulieren. Konkret wurden hierfür Sternbilder mit realen Sternkonstellationen simuliert, wie sie von einer realen PointingCCD aufgenommen werden können. Jedes Sternbild wird dabei einmal ohne Verzeichnung und einmal mit Verzeichnung simuliert. Diese zwei Varianten werden dann mithilfe von Funktionen, die in der Open Source Software `Astrometry.net` implementiert sind, auf Pointing-Abweichungen verglichen. In diesem Kapitel soll ein Abbildungsmodell zur Beschreibung von Verzeichnungseffekten vorgestellt werden, sowie die für diese Bachelorarbeit verwendete Software und das Funktionsprinzip der Simulation. Anschließend werden die daraus erhaltenen Ergebnisse präsentiert und diskutiert.

3.1 Abbildungsmodell nach OpenCV

Verzeichnungen sind geometrische Abbildungsfehler optischer Systeme, verursacht durch Linsenfehler oder Blenden, die die Strahlenbündel der Abbildung vor oder hinter die Hauptebene des Systems einengen. Um diese mathematisch beschreiben zu können, benötigt man zunächst ein Abbildungsmodell, mit dem man die für die Verzeichnung maßgeblichen Parameter bestimmen kann. Hierfür wird ein Abbildungsmodell verwendet, welches in der Dokumentation der `OpenCV`-Bibliothek beschrieben wird [20]. `OpenCV` ist eine freie Programmbibliothek mit Algorithmen zur Bildverarbeitung und maschinellem Sehens. Mithilfe der vorimplementierten Algorithmen ist es unter anderem möglich, eine reale Kamera zu kalibrieren und deren Abbildungsfehler zu untersuchen.

Das Abbildungsmodell

Die Aufnahme eines Objektes mit einer Kamera ist im Grunde eine Projektion des dreidimensionalen Objektes auf die zweidimensionale Ebene des Kamerachips. Bei dem verwendeten Modell geht man von einer Lochkamera aus, d. h. das Bild wird über ein einfaches Loch in der Kamera aufgenommen. Bei Vernachlässigung jeglicher Abbildungsfehler kann man diese Projektion durch zwei Matrixmultiplikationen darstellen:

$$\vec{i} = K \cdot B \cdot \vec{o}, \tag{3.1}$$

wobei K die sogenannte Kameramatrix und B die Bewegungsmatrix sind. Der Bildpunkt $\vec{i}$ ist die Abbildung eines Punktes $\vec{o}$, der aus dem realen dreidimensionalen Raum stammt, in die Kamerachipebene. In Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x & 0 & c_x \\ 0 & f_y & c_y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_1 \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_2 \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{3.2}$$

wobei $(X, Y, Z)^T$ die 3D-Koordinaten eines Punktes im Weltkoordinatensystem sind und $(u, v)^T$ die entsprechenden Pixelkoordinaten im Bild. Die Bewegungsmatrix $B = [R|\vec{t}]$ ist eine Kombination aus Rotations- und Translationsmatrix. Sie beschreibt die Bewegung der Kamera relativ zu dem betrachteten Objekt, bzw. die Bewegung des betrachteten Objektes um eine stillstehende Kamera. Jede Bewegung im Raum kann durch eine Rotation, also Multiplikation mit einer Rotationsmatrix

$$R = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

und eine Translation, also anschließende Addition eines Translationsvektors $\vec{t} = (t_1, t_2, t_3)^T$, beschrieben werden. Die einzelnen Komponenten der Bewegungsmatrix sind dabei zeitabhängig, da die Position der Kamera bzw. des Objektes relativ zur Kamera zeitabhängig sein kann. Die Multiplikation des Ortsvektors $(X, Y, Z)^T$ mit R und anschließender Addition mit $\vec{t}$ transformiert den Ortsvektor in einen Vektor $(x, y, z)^T$ in einem dreidimensionalen Kamerasystem, in dem die Kamera selbst ruht. Durch die Erweiterung des 3D-Ortsvektors auf den 4D-Vektor $(X, Y, Z, 1)^T$ können alle Veränderungen der Koordinaten durch eine einzige Matrixmultiplikation zusammengefasst werden.
Die Kameramatrix K transformiert einen Punkt aus dem Kamerasystem auf einen 2D-Punkt (Pixel) in der Chip-Ebene. f_x und f_y sind die Fokallängen in x- und y-Richtung. c_x und c_y sind die Koordinaten des Bildmittelpunktes, der vom Mittelpunkt des CCD-Chips abweichen kann, wenn der Chip nicht in der Mitte der Kamera oder verkippt eingebaut

wurde. Die Parameter dieser Matrix sind nicht zeitabhängig und bleiben somit bei gleichbleibender Fokallänge konstant.
Bei realen Linsen kommt es jedoch zu Verzeichnungen, insbesondere zu radialer Verzeichnung oder auch tangentialer Verzeichnung. In Abbildung 3.1 werden die Grundtypen radialer Verzeichnung dargestellt. Diese werden durch Änderung der Vergrößerung mit zunehmendem Abstand eines Bildpunktes von der optischen Achse hervorgerufen.

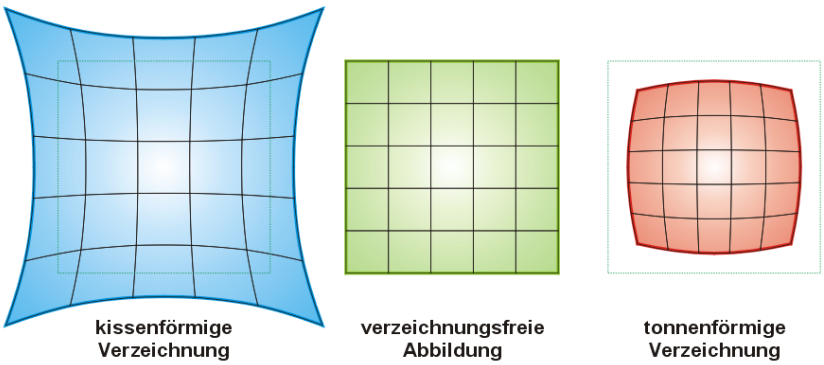


Abbildung 3.1: Ein Rechteck wird bei Objektiven mit Verzeichnung nicht korrekt abgebildet. Quelle: [21]

Diese Abbildungsfehler lassen sich nicht mehr durch Matrixmultiplikationen darstellen, das obige Modell muss also erweitert werden. Hierfür werden zunächst die Koordinaten $(x, y, z)^T$ im Kamerakoordinatensystem durch z normiert:

$$x' = \frac{x}{z} \tag{3.4}$$

$$y' = \frac{y}{z} \tag{3.5}$$

$$z' = \frac{z}{z} \tag{3.6}$$

Damit gilt:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = K \cdot \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ 1 \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

Nun sind f_x, f_y, c_x und c_y reine Pixelkoordianten. Definiere:

$$r^2 = x'^2 + y'^2 \tag{3.8}$$

Dies ist der radiale Abstand eines Punktes im Kamerakoordinatensystem zu der optischen Achse. Da $z > x$ und $z > y$ und somit $x' < 1$ und $y' < 1$ gilt auch $r < 1$. Jetzt wird das Modell mit Verzeichnungseffekten erweitert. Definiere hierfür:

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \end{pmatrix} = \frac{1 + k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6}{1 + k_4 r^2 + k_5 r^4 + k_6 r^6} \cdot \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 2p_1 x' y' + p_2(r^2 + 2x'^2) + s_1 r^2 + s_2 r^4 \\ p_1(r^2 + 2y'^2) + 2p_2 x' y' + s_3 r^2 + s_4 r^4 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Es gilt nun:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \end{pmatrix} = K \cdot \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x \cdot x'' + c_x \\ f_y \cdot y'' + c_y \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Die neu eingeführten Koeffizienten in Gleichung 3.9 sind Verzeichnungskoeffizienten. k_1 bis k_6 sind radiale Verzeichnungs-Parameter, p_1 und p_2 sind tangentiale Verzeichnungs-Parameter, s_1 bis s_4 sind Prisma-Verzeichnungs-Parameter. Alle Koeffizienten sind zeitunabhängig und einheitenlos, da x' und y' einheitenlos sind. Koeffizienten höherer Ordnung werden bei `OpenCV` vernachlässigt. $(u', v')^T$ sind die verzeichneten Koordinaten des ursprünglichen Bildpixels $(u, v)^T$.
Im Rahmen einer weiteren Bachelorarbeit, die parallel zu dieser von Marc Bruchner geführt wurde, wurde das obige Abbildungsmodell unter Verwendung der `OpenCV`-Software benutzt, um Verzeichnungseffekte einer realen CCD-Kamera mit verschiedenen Objektiven zu untersuchen. Bei der Kamera handelt es sich um eine Apogee Aspen CG8300 CCD-Kamera, die auch in der Simulation implementiert wurde. Hauptbestandteil der Bachelorarbeit von Marc Bruchner war es, die reale CCD-Kamera mithilfe der `OpenCV`-Software zu kalibrieren und daraus die Verzeichnungskoeffizienten zu ermitteln. Diese Koeffizienten sind auf die Auflösung der Kamera abgestimmt, also hier konkret auf 3326×2504 Pixel. Sie gelten aber auch für Bilder, deren Auflösung ein ganzzahliges Vielfaches der Originalauflösung ist. Ein bestimmter Set von ermittelten Koeffizienten wurde für die Simulation in der vorliegenden Bachelorarbeit verwendet, sodass reale Verzeichnungseffekte implementiert werden konnten. Die `OpenCV`-Software selbst wurde jedoch für diese Bachelorarbeit nicht verwendet.

3.2 Simulation verzeichnungsfreier Sternbilder

Zu Beginn dieser Bachelorarbeit war eine Software-Bibliothek namens `libCCDCamera` vorhanden, die im Rahmen der Masterarbeit von Domenico Tiziani entwickelt wurde [24]. Diese Bibliothek linkt an die H.E.S.S. Analysis Pipeline (HAP) Software und `ROOT`, einer Datenverarbeitungsumgebung, die am CERN entwickelt wurde. Mithilfe dieser Bibliothek ist es möglich, Sternbilder ohne Verzeichnung zu generieren.
Sie besteht aus fünf wesentlichen Klassen. Ein Sternbild wird durch die `Exposure`-Klasse,

die das Kernstück der Simulation bildet, repräsentiert. Hier werden essentielle Parameter wie Startzeit, Belichtungszeit und Beobachtungsrichtung festgelegt. Es kann auch festgelegt werden, ob eine Dummy-Cherenkov-Kamera, welche in der Klasse `CherenkovTelescope` definiert ist, simuliert werden soll. Diese wird als Rechteck mit beliebig einstellbaren Kantenlängen in der Mitte des Bildes eingezeichnet und verdeckt das Licht aller Sterne dahinter. Das Ausblenden von Sternen unter dem Horizont ist ebenfalls einstellbar.
In der Klasse `CherenkovTelescope` sind die Parameter eines virtuellen Cherenkov-Teleskopes implementiert, wie zum Beispiel die Fokallänge des Teleskopes, die Größe der Cherenkov-Kamera und die Position der optionalen Pointing-LEDs, die in der Klasse `Marker` definiert sind.
Die Klasse `CCDCamera` enthält die wichtigsten Eigenschaften der PointingCCD, wie zum Beispiel die Fokallänge, die Dimension der Blende des Objektivs und die Pixelzahl des CCD-Chips, sowie dessen Temperatur und Quanteneffizienz. Die Quanteneffizienz beschreibt das Verhältnis aus der Anzahl der erzeugten Ladungsträger zur Anzahl der Photonen, die den Chip treffen. In dieser Klasse sind mehrere reale CCD-Kameras als Subklassen definiert, wie zum Beispiel die für die vorliegende Bachelorarbeit verwendete Kamera unter dem Namen `AspenCG8300`.
Alle für die Simulation notwendigen Koordinatentransformationen sind in der `Geometry`-Klasse implementiert.
Die Bibliothek enthält noch eine weitere Datei `Utils`, die zur Verarbeitung des erzeugten Sternbildes in das Flexible Image Transport System (FITS)-Format dient. Das Bild kann dann beispielsweise mit `GIMP` betrachtet werden. In Abbildung 3.2 ist ein solches Bild zu sehen. Es hat eine Auflösung von 3326×2504 Pixeln, was der Anzahl der aktiven Pixel des Kamerachips in der realen Kamera entspricht. [24]

Befüllen des Histogramms

Das Sternbild liegt zunächst als leeres zweidimensionales `ROOT`-Histogramm `TH2F` mit einer Größe von 3326×2504 Bins vor, das mit virtuellen Sternen aus einem Sternkatalog befüllt wird, wobei jeder Bin des Histogramms einem Kamerapixel entspricht. Um das scheinbare Wandern der Sterne am Himmel zu simulieren, wird die gesamte Belichtungszeit in mehrere Zeitschritte unterteilt. Bei jedem dieser Schritte wird die Ausrichtung des Teleskopes auf die ursprüngliche RA/Dec-Position gesetzt und die Sterne im Blickfeld auf ein Pixel-Koordinatensystem abgebildet. Jeder Stern wird dabei durch eine gaußförmige Photonenverteilung dargestellt. Die Anzahl der Photonen eines Sterns ergibt sich aus

$$n = j \cdot A \cdot \Delta t, \tag{3.11}$$

wobei j der durch die H.E.S.S.-Software berechnete Fluss ist, A die Fläche der Kameraöffnung und Δt ein Zeitintervall. Die Gaußverteilung wird zunächst im Zentrum des Pixels ausgewertet, an dem die Position eines Sterns festgelegt wurde. Dann werden die umliegenden Pixel kreisförmig von innen nach außen ausgewertet, bis alle Pixel in einem Kreis weniger als ein Photon zugeteilt bekommen haben. In Abbildung 3.3 sind beispielhaft simulierte Sterne zu sehen. Analog werden auch die optionalen Pointing-LEDs

Abbildung 3.2: Verzeichnungsfreies Sternbild ohne Cherenkov-Kamera. Bildzentrum bei (RA, Dec) = (16 h 41 min 41,4 s, +36° 27′ 36,9″), den Koordinaten des Kugelsternhaufens M13. Das Bild wurde mit einer Belichtungszeit von 10 Sekunden, einer Blendenzahl von 5,6 und einer Brennweite von 50 mm simuliert.

simuliert. Nachdem die Belichtungszeit abgelaufen ist, wird dem Bild noch ein Rauschsignal hinzugefügt, indem zu jedem Pixelwert eine gaußförmig verteilte Zufallszahl addiert wird [24]. Für weitere Details zur Funktion der `libCCDCamera` siehe Masterarbeit von Domenico Tiziani.

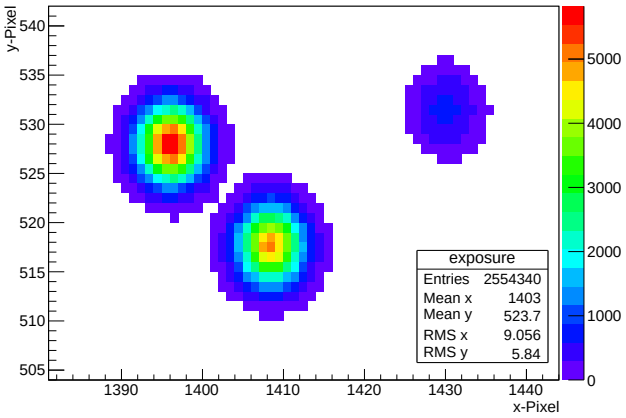


Abbildung 3.3: Stark vergrößertes Sternbild in `ROOT` mit drei simulierten Sternen ohne Rauschsignal. Die Sterne stammen aus Abbildung 3.2. Die Farbskala gibt die Anzahl der Photonen an, die einem Pixel zugeordnet sind.

3.3 Hinzufügen von Verzeichnungseffekten

Eine Hauptaufgabe dieser Bachelorarbeit bestand darin, die `libCCDCamera`-Bibliothek unter Verwendung des Abbildungsmodells nach `OpenCV` so zu erweitern, dass auch Sternbilder mit Verzeichnung generiert werden können.
Eine Verzeichnung bewirkt, dass die Sterne, die in die zweidimensionale Ebene abgebildet werden, auf dem Bild verschoben sind, das heißt das Bild entspricht nicht der realen Beobachtung. Wenn man das verzeichnungsfreie Bild kennt, in dem Sinne, dass man den Grauwert jedes Bildpixels (u, v) kennt, so kann man über die Rechenschritte, die in Kapitel 3.1 aufgeführt wurden, die verzeichnete Version des verzeichnungsfreien Bildes generieren. Hierfür transformiert man zunächst die Bildkoordinaten $(u, v)^T$ in das Kamerakoordinatensystem, also (x', y'):

$$x' = \frac{u - c_x}{f_x} \tag{3.12}$$

$$y' = \frac{v - c_y}{f_y} \tag{3.13}$$

Setzt man nun die erhaltenen Werte für x' und y' in Gleichung 3.9 ein, erhält man die verzeichneten Koordinaten x'' und y'' im Kamerakoordinatensystem. Durch Multiplikation der Kameramatrix K an den Vektor $(x'', y'', 1)^T$ erhält man dann die verzeichneten Koordinaten $(u', v')^T$ im Kamerapixelsystem. Der Grauwert des ursprünglichen Pixels (u, v) wird anschließend dem Pixel zugeordnet, auf das die verzeichneten Koordinaten fallen. Hierfür bietet es sich an, ein zunächst leeres Bild zu erstellen, das heißt dessen Pixelgrauwerte sind alle gleich Null. Die Auflösung des leeren Bildes ist gleich der Auflösung des verzeichnungsfreien Bildes. Dann berechnet man zu jedem Pixel des verzeichnungsfreien Bildes das entsprechende verzeichnete Pixel nach dem oben beschriebenen Prinzip und befüllt das errechnete Pixel in dem leeren Bild mit dem Grauwert des unverzeichneten Pixels aus dem Originalbild. Mit diesem Verfahren kann zu jedem verzeichnungsfreien Bild das entsprechende Bild mit Verzeichnungseffekten generiert werden.
Das Problem hierbei ist, dass die errechneten Werte für u' und v' im Allgemeinen nicht ganzzahlig sind. Das heißt, dass die errechnete verzeichnete Position auf dem Bild im Allgemeinen nicht mit dem Zentrum eines Pixels zusammenfällt, sondern nur im Bereich dieses Pixels liegt. Bei der Übertragung der Grauwerte in das verzeichnete Bild kommt es deshalb zu ungewollten Verschiebungen, da die Diskretisierung des Bildes durch die gegebene Anzahl an Pixeln nicht fein genug ist. In der Realität ist die Anzahl der Pixel durch den Kamerachip genau vorgegeben. In der Simulation wurde jedoch, um den durch das oben beschriebene Problem entstehenden Fehler möglichst klein zu halten und eine möglichst exakte Verzeichnung zu simulieren, eine fiktive Kamera in der `CCDCamera`-Klasse namens `AspenCG8300_enhancedRes` implementiert. Diese Kamera besitzt dieselben Eigenschaften wie die ursprünglich implementierte Kamera `AspenCG8300` mit dem Unterschied, dass die Auflösung der fiktiven Kamera um ein ganzzahliges Vielfaches höher ist. Hierfür wurde die Anzahl der aktiven X-Pixel und der aktiven Y-Pixel jeweils um einen ganzzahligen Faktor k vergrößert, sodass die fiktive Kamera insgesamt k^2-mal soviele Pixel wie

die reale Kamera besitzt. Die Pixelgröße beziehungsweise die Kantenlänge eines Pixels wurde zusätzlich durch k dividiert. Somit wurde effektiv jedes Pixel der Originalkamera in k^2 Subpixel, die verschiedene Grauwerte annehmen können, aufgespalten.
Unter Verwendung der `AspenCG8300_enhancedRes` können hochaufgelöste Sternbilder nach dem in Kapitel 3.2 aufgeführten Prinzip erstellt werden. Das Histogramm, das dabei befüllt werden muss, hat nun k^2-mal soviele Bins wie in der ursprünglichen Simulation.
Ein Problem, das durch die Vergrößerung der Auflösung entstand, ist, dass die mittlere Anzahl an simulierten Photonen pro Pixel sinkt. Der Grund dafür ist, dass die nach Gleichung 3.14 resultierende Gesamtanzahl n an Photonen eines Sterns bei einer höheren Auflösung auf mehr Pixel als zuvor verteilt wird. Daraus folgt, dass die einzelnen Pixel weniger Photonen zugeordnet bekommen, als eines der ursprünglichen größeren Pixel der `AspenCG8300`-Kamera. Das Signal wird dadurch effektiv schwächer, die Sterne werden dunkler dargestellt und und es kommt zu numerischen Problemen, da die Grauwerte zu klein werden. Um dieses Problem zu umgehen, wurde die Photonenanzahl n durch Multiplikation mit k^2 künstlich erhöht. Dies kompensiert den Verlust an Signalstärke und die Sterne heben sich wieder deutlich vom Rauschen ab. Die künstliche Erhöhung der Photonenzahl ist allerdings unphysikalisch. Deswegen wird der Faktor k^2 im Verlauf der Simulation wieder heraus dividiert.

3.3.1 Simulation eines verzeichneten Sternbildes

Die eigentliche Simulation eines verzeichneten Sternbildes läuft in 4 Schritten ab. Zunächst wird ein hochaufgelöstes verzeichnungsfreies Histogramm `fImage` mit einer Auflösung von $k \cdot 3326 \times k \cdot 2504$ Bins, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, befüllt. Dieser Prozess entspricht der Aufnahme des Nachthimmels mit der fiktiven Kamera `AspenCG8300_enhancedRes`, jedoch ohne Verzeichnung. Im zweiten Schritt wird ein weiteres Histogramm `fDistImage` mit denselben Dimensionen wie `fImage` erstellt und nach dem oben beschriebenen Prinzip befüllt. Dadurch wird ein hochaufgelöstes Histogramm mit dem verzeichneten Inhalt von `fImage` generiert. Die Binzahl dieser Histogramme entspricht jedoch für $k > 1$ nicht der Pixelzahl der realen Kamera. Außerdem belegen sie nach dem Export als FITS-Datei mehrere Gigabyte Speicher und der Auswertungsprozess wäre sehr mühselig. Deswegen wird das verzeichnete Histogramm im nächsten Schritt auf die Original-Auflösung komprimiert. Hierfür werden $k \times k$-große Bin-Arrays des Histogramms zusammengefasst. Die Grauwerte der einzelnen Bins aus einem Bin-Array werden aufaddiert und durch Multiplikation mit $\frac{1}{k^2}$ gemittelt. Das Ergebnis wird in einen Bin eines dritten Histogramms `fDistImageLowRes` mit der gewünschten Binzahl von 3326×2504 abgespeichert. Dieses Histogramm entspricht somit einem realen verzeichneten Bild. Durch die Mittelung der Grauwerte wird die künstliche Erhöhung der Photonenzahl n wieder rückgängig gemacht. Anschließend wird analog zu Kapitel 3.2 ein Rauschsignal hinzugefügt. Nun kann das verzeichnete Histogramm mit `ROOT` bereits analysiert werden. Um eine Abbildung wie in 3.2 zu erhalten, wird das Histogramm im vierten Schritt mithilfe von in der `Utlis`-Datei

implementierten Funktionen im FITS-Format exportiert und abgespeichert. Abbildung 3.4 zeigt ein beispielhaftes Resultat.

Abbildung 3.4: Verzeichnete Version der Abbildung von M13. Unterschiede im Vergleich zu Abbildung 3.2 sind mit dem bloßen Auge kaum zu erkennen. Die Verschiebung im Bereich der Bildmitte findet im Subpixelbereich statt. Zum Bildrand hin entstehen Verschiebungen von bis zu sechs Pixeln.

Für die Simulation verzeichneter Sternbilder wurde, wie bereits erwähnt, ein bestimmter Satz an Verzeichnungskoeffizienten verwendet, der im Rahmen der Bachelorarbeit von Marc Bruchner generiert wurde. Dieser ist in Tabelle 3.1 zu sehen.

Verzeichnungskoeffizient	**Wert**
f_x	$k \cdot 1{,}01831 \cdot 10^4$
f_y	$k \cdot 1{,}02268 \cdot 10^4$
c_x	$k \cdot 1{,}69533 \cdot 10^3$
c_y	$k \cdot 1{,}29966 \cdot 10^3$
k_1	$-4{,}58007$
k_2	$5{,}09007 \cdot 10^2$
k_3	$-6{,}04314 \cdot 10^1$
k_4	$-4{,}43641$
k_5	$5{,}01457 \cdot 10^2$
k_6	$7{,}17000 \cdot 10^1$
p_1	$-2{,}16472 \cdot 10^{-3}$
p_2	$3{,}71140 \cdot 10^{-3}$
s_1	0
s_2	0
s_3	0
s_4	0

Tabelle 3.1: Gerundete Werte der für die Simulation verwendeten Verzeichnungskoeffizienten. k ist der Skalierungsfaktor.

3.3.2 Testen der Simulation

Bevor konkrete Studien der Pointing-Abweichung mithilfe der Simulation durchgeführt wurden, stellte sich die Frage, welcher Skalierungsfaktor k gewählt werden sollte. Hierbei musste ein Kompromiss zwischen Verzeichnungsgenauigkeit und Rechenzeit gefunden werden. Je höher k, desto genauer kann die Verzeichnung in den hochaufgelösten Histogrammen umgesetzt werden. Andererseits steigt durch ein höheres k auch die Zahl an simulierten Photonen und die Größe der hochaufgelösten Histogramme. Das Befüllen dieser Histogramme kostet dementsprechend mehr Zeit. Deshalb wurden zehn verzeichnete Bilder mit den RA/Dec-Koordinaten von M13, wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben, generiert. Dabei wurde der Skalierungsfaktor für die hochaufgelösten Histogramme zwischen $k = 1$ bis $k = 10$ gewählt. Anschließend wurden die RA/Dec-Koordinaten der Bildzentren ermittelt. Daraus ergab sich, dass mit steigendem k sowohl die Rektaszension, als auch die Deklination des Bildzentrums zunächst relativ stark absinkt und sich für $k > 6$ stabilisiert. Abbildung 3.5 und 3.6 zeigen die ermittelten Rektaszensions- und Deklinationswerte. Nachdem dieses Verhalten auch für Simulationen mit anderen Koordinaten bestätigt wurde, wurde festgelegt, dass alle für die Auswertung generierten Bilder bei einem Skalierungsfaktor von $k = 7$ erzeugt werden sollten, um die Simulationsdauer zu reduzieren.

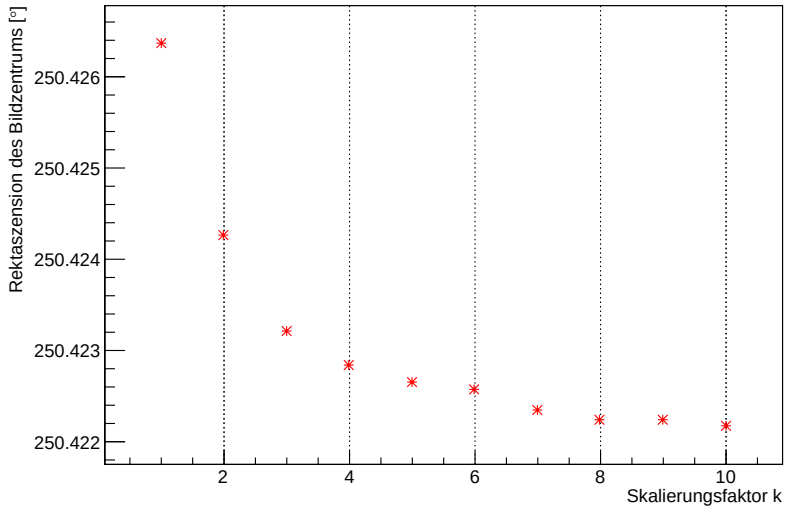


Abbildung 3.5: Rektaszension der Simulationen von verzeichneten Sternbildern mit den Koordinaten von M13. Alle 10 Bilder wurden ohne Chernkov-Kamera simuliert. Für Bilder mit Cherenkov-Kamera erhält man ein ähnliches Ergebnis. Die tatsächliche Rektaszension beträgt ungefähr 250,4218°.

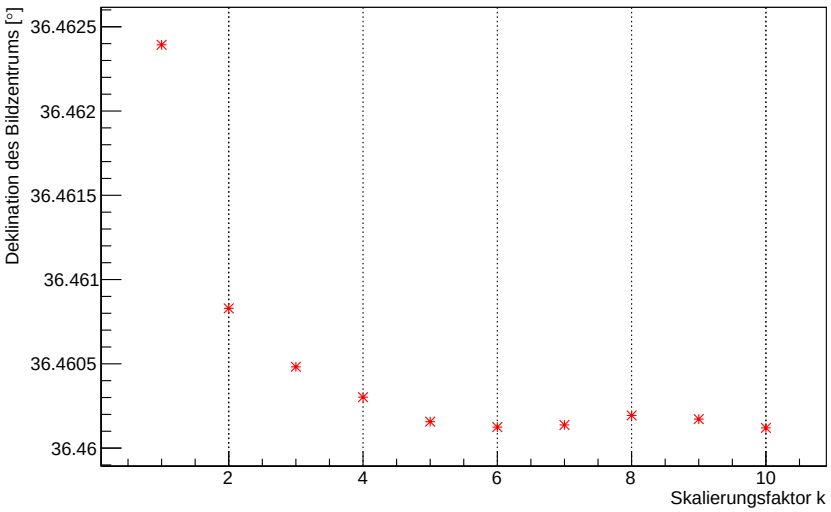
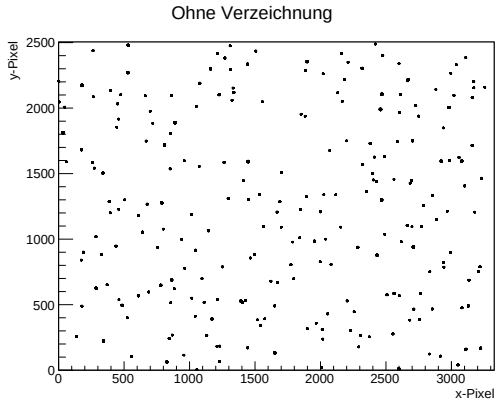
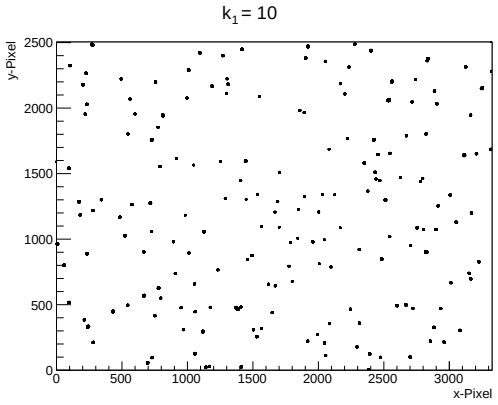


Abbildung 3.6: Deklination der Simulationen von verzeichneten Sternbildern mit den Koordinaten von M13. Die tatsächliche Deklination beträgt ungefähr 36,4599°.

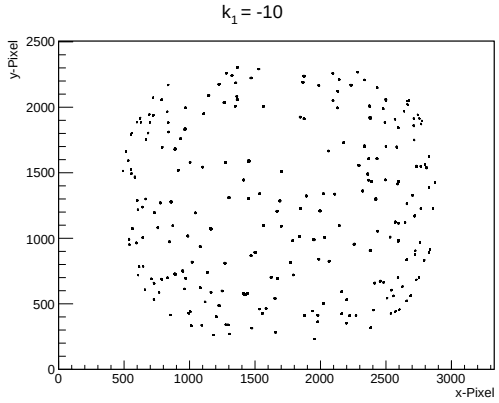
Ein weiterer Aspekt, der zu überprüfen war, ist, ob das Abbildungsmodell nach `OpenCV` korrekt umgesetzt wurde. Hierfür wurden einzelne Verzeichnungskoeffizienten auf unrealistisch hohe Werte gesetzt, während alle weiteren k, p und s-Koeffizienten auf Null gesetzt wurden, um zu überprüfen, ob ein anschließend generiertes Sternbild den erwarteten Verzeichnungseffekt aufweist. Für die Parameter k_1 bis k_3 ist bei positiven Werten eine radiale Verschiebung nach außen zu erwarten, bei negativen Werten erwartet man eine Verschiebung nach innen. Analog verhält es sich für die Parameter k_4 bis k_6 allerdings bei umgekehrtem Vorzeichen. Die Parameter s_1 bis s_4 definieren reine tangentiale Verschiebungen in x- oder y-Richtung. p_1 und p_2 sind ebenfalls tangentiale Verzeichnungskoeffizienten, sie sorgen aber auch für leichte diagonale Verschiebungen im Bild. Allgemein ist die Verzeichnung zum Bildrand hin am größten, da hier $r = \sqrt{x'^2 + y'^2}$ am größten ist. Im Bildzentrum gilt $(x', y') = (0, 0)$. In der Nähe des Bildzentrums haben die Verschiebungen eine Größenordnung im Subpixelbereich und sind somit durch bloße Beobachtung nicht zu erkennen. Abbildung 3.7 soll den Verzeichnungseffekt des Parameters k_1 verdeutlichen. Für k_2 und k_3 entsteht derselbe Effekt jedoch in kleinerem Maßstab, da $r^6 \leq r^4 \leq r^2$. Gleiches gilt für k_4, k_5 und k_6. Analog wurden die Verzeichungseffekte der p- und s-Koeffizienten untersucht.



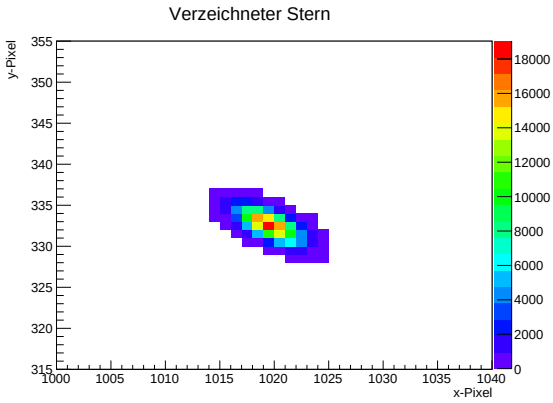
(a) Verzeichnungsfreie Simulation



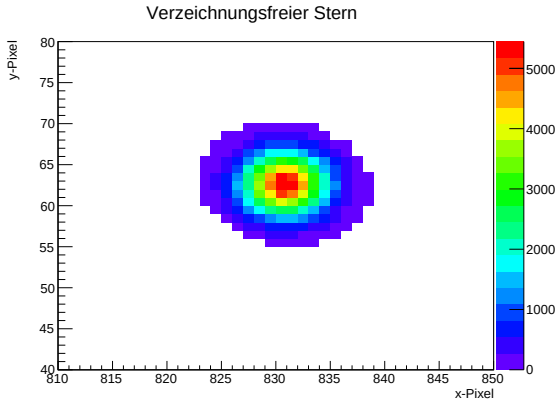
(b) Kissenförmige Verzeichnung bei $k_1 = 10$



(c) Tonnenförmige Verzeichnung bei $k_1 = -10$



(d) Verzeichneter Stern aus Abbildung (c)



(e) Stern aus Abbildung (d) ohne Verzeichnung

Abbildung 3.7: Verzeichnung bei unrealistisch hohen Werten von k_1. Für $k_1 > 0$ rücken die Objekte weiter nach außen, für $k_1 < 0$ nach innen. In der Nähe der Bildzentren sind kaum Unterschiede zu sehen. Dies entspricht den Erwartungen. **(d)**: Ein einzelner Stern aus dem linken unteren Bereich von Abbildung (c). Durch die Verzeichnung ist die Photonenverteilung verschoben worden und somit nicht mehr gauß-verteilt. **(e)**: Derselbe Stern ohne Verzeichnung.

3.4 Auswertung mit Astrometry.net

`Astrometry.net` ist ein Open Source Software Paket, das von Dustin Lang et al. (2010) entwickelt wurde. Das frei herunterladbare Paket enthält Quellcodes einiger ausführbarer Programme, die unter anderem für astronomische Bildkalibrierung genutzt werden können, sowie den Quellcode der Bibliothek `libastrometry`. Die astronomische Kalibrierung durch `Astrometry.net` verläuft in vier Schritten: Zunächst werden durch Ausführen einiger Bildverarbeitungsalgorithmen astronomische Quellen, also Sterne, in einem gegebenen Bild ausfindig gemacht. Im zweiten Schritt werden typischerweise vier Sterne zu einer Untergruppe, einem sogenannten „*Quad*“ zusammengefasst. Für jeden Quad wird ein geometrischer Hashcode erzeugt, der die relative Position der Sterne im Quad beschreibt. Anschließend sucht das System in einem großem vorab berechneten Index nach möglichst identischen Hashcodes. Sobald eine Übereinstimmung gefunden wurde, wird eine Hypothese, dass der Quad im Bild dem gefundenen Quad im Index entspricht, aufgestellt. Dies entspricht einer hypothetischen Ausrichtung des Bildes auf den Himmel. Im letzten Schritt wird mithilfe der restlichen Sterne im Bild überprüft, ob die hypothetische Ausrichtung korrekt ist. Wenn die Hypothese das Kriterium nicht erfüllt, wird ein neuer Quad gewählt und eine neue Hypothese aufgestellt. Dies geschieht solange, bis eine Hypothese das Kriterium erfüllt, alle möglichen Quads überprüft wurden oder ein Zeitlimit erreicht wurde. Wenn eine Hypothese akzeptiert wurde, können die Koordinaten der ermittelten Ausrichtung des Bildes durch Funktionen, die bereits in `Astrometry.net` implementiert sind, ausgegeben werden. [22]
Um nun die Pointing-Abweichung verzeichneter und verzeichnungsfreier Bilder vergleichen zu können, wird zunächst ein verzeichnungsfreies Bild mit zufällig gewählten RA/Dec-Koordinaten nach dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Prinzip erstellt. Anschließend wird ein verzeichnetes Bild bei denselben Koordinaten nach dem in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Prinzip simuliert. Beide Bilder werden im FITS-Format exportiert und anschliessend durch `Astrometry.net` ausgewertet. Konkret wurden hierfür die RA/Dec-Koordinaten der Bildzentren durch `Astrometry.net` rekonstruiert. Diese Koordinaten werden anschließend mit der tatsächlichen Beobachtungsrichtung des virtuellen Teleskopes verglichen, welche durch den Benutzer anfangs festgelegt wurde. Für die zur Analyse verwendeten Funktionen wurde ebenfalls bereits in der Masterarbeit von Domenico Tiziani eine Wrapper-Bibliothek namens `libPointingMST` entwickelt, die eine effiziente Verwendung von `Astrometry.net` zusammen mit der `ROOT`- und H.E.S.S-Software ermöglicht. [24]
Die Pointing-Abweichung eines Bildes entspricht der Abweichung der rekonstruierten RA/Dec-Koordianten des Bildzentrums von der tatsächlichen Ausrichtung des Teleskopes. Diese Abweichung kann als Winkelabstand α angegeben werden, der sich aus folgender Formel ergibt:

$$\begin{aligned} \alpha = arccos[\, & cos(\theta_1) \cdot cos(\theta_2) \cdot (cos(\phi_1) \cdot cos(\phi_2) + \\ & sin(\phi_1) \cdot sin(\phi_2)) + sin(\theta_1) \cdot sin(\theta_2) \,] \,, \end{aligned} \tag{3.14}$$

wobei θ_1 und θ_2 die Deklinationen des rekonstruierten Bildzentrums bzw. der tatsächlichen Ausrichtung sind, ϕ_1 und ϕ_2 sind die entsprechenden Rektaszensionen. Somit lassen sich

die Winkelabstände für ein verzeichnetes und dessen verzeichnungsfreies Sternbild ermitteln.

3.5 Ergebnisse

Um herauszufinden, wie groß die Pointing-Abweichung verzeichneter Sternbilder im Vergleich zu verzeichnungsfreien Bildern ist, wurden in dieser Bachelorarbeit die Winkelabstände einer Vielzahl von verzeichnungsfreien Sternbildern und deren verzeichneten Varianten untersucht. Es wurden sowohl Bilder mit einer virtuellen Cherenkov-Kamera, als auch ohne Cherenkov-Kamera simuliert.

3.5.1 Sternbilder mit virtueller Cherenkov-Kamera

Um zu überprüfen, ob sich der Algorithmus zur Erzeugung von verzeichneten Sternbildern sich den Erwartungen entsprechend verhält, wurden 1000 verzeichnungsfreie Sternbilder mit virtueller Cherenkov-Kamera und deren verzeichnete Variante generiert, wobei alle k, p und s-Verzeichnungskoeffizienten auf Null gesetzt wurden. Aus Gleichung 3.9 folgt dann, dass $(x'', y'')^T = (x', y')^T$. Das heißt, es findet keine effektive Verzeichnung statt. Die simulierte Kamera hat eine Kantenlänge von 3 m. Die Ausrichtung der einzelnen Bilder wurde mithilfe eines Zufallszahlengenerators erzeugt, so dass die Bilder isotrop über die Himmelsoberfläche verteilt wurden. Dabei wurden Altituden im Bereich von [10°, 90°] und Azimutwinkel im Bereich von [0°, 360°] erzeugt. Die Bilder wurden anschließend mit `Astrometry.net` ausgewertet. Daraus wurde ein Histogramm, das die Verteilung der Pointing-Abweichung für verzeichnete und verzeichungsfreie Bilder darstellt, erzeugt. Da in diesem Fall keine effektiven Verzeichungseffekte simuliert wurden, müsste eine ähnliche Verteilung der Winkelabstände für die verzeichnungsfreien und verzeichneten Bilder entstehen. Abbildung 3.8 zeigt das Ergebnis dieser Simulationsreihe.
Es konnten jeweils 945 von 1000 Bildern durch `Astrometry.net` rekonstruiert werden. Die restlichen 55 Bilder wurden nicht weiter beachtet. Die Verteilung der Winkelabstände verzeichneter Bilder teilt sich mit ein paar wenigen Ausnahmen in zwei Peaks auf, wobei der linke Peak deutlich höher ist als der rechte. Der Mittelwert des linken Peaks liegt bei ungefähr 0,7″, während sich die restlichen Bilder um 0,1° herum konzentrieren. Die verzeichnungsfreien Bilder weisen ein ähnliches Verhalten auf. Warum ein Teil der Sternbilder so unpräzise rekonstruiert wird, ist bisher unklar. Dasselbe Verhalten wurde schon in der Masterarbeit von Domenico Tiziani dokumentiert [24]. Um dies zu verstehen müsste man sich eventuell enger mit der Implementierung der Auswertungsfunktionen von `Astrometry.net` auseinandersetzen, was im Rahmen dieser Bachelorarbeit aufgrund von Zeitmangel nicht möglich war. Die beiden Peaks wurden getrennt analysiert. Es wurden Mittelwert, Standardabweichung und das Verhältnis aus der Anzahl der Bilder in einem Peak zur totalen Bilderzahl berechnet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zu sehen. Der verzeichnete Linkspeak ist, wie man schon

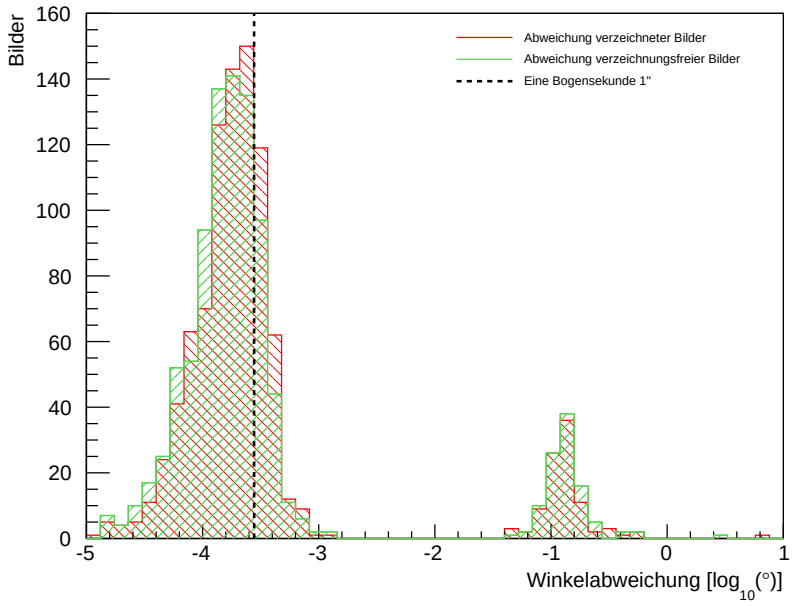


Abbildung 3.8: Pointing-Abweichung verzeichneter (rot) und vereichnungsfreier (grün) Sternbilder mit virtueller Cherenkov-Kamera. k, p und s-Koeffizienten wurden auf Null gesetzt, so dass effektiv keine Verzeichnungseffekte entstehen sollten.

Bildtyp	**Peak**	**Mittelwert** [°]	**Standardabweichung** [°]	**Anteil**
verzeichnet	links	$1{,}82 \cdot 10^{-4}$	$1{,}27 \cdot 10^{-4}$	90,1%
	rechts	0,13	$8{,}23 \cdot 10^{-2}$	9,9%
verzeichnungsfrei	links	$1{,}65 \cdot 10^{-4}$	$1{,}39 \cdot 10^{-4}$	89,2%
	rechts	0,13	$6{,}95 \cdot 10^{-2}$	10,7%

Tabelle 3.2: Mittelwerte und Standardabweichungen der vier Peaks aus Abbildung 3.8, sowie deren Anteil an allen Bildern.

in Abbildung 3.8 erkennen kann, im Vergleich zu den verzeichnungsfreien Bildern nur leicht in Richtung höherer Pointing-Abweichungen verschoben. Dies wird durch die errechneten Mittelwerte bestätigt. Gründe für diese Verschiebung können numerische Ungenauigkeiten bei der Komprimierung des hochaufgelösten Histogrammes sein, sowie statistische Abweichungen bei der Richtungsrekonstruktion durch `Astrometry.net`. Der Mittelwert der verzeichneten Bilder ist um einen Faktor von 1,1 größer als der Mittelwert der verzeichnungsfreien Bilder, der ungefähr 0,6″ beträgt. 89,7% der verzeichneten Bilder haben eine Pointing-Abweichung unter 3″. Die Verteilung der verzeichneten Bilder stimmt also relativ gut mit der Verteilung der verzeichnungsfreien Bilder überein.

Mit einem Anteil von ca. 10% stellt der rechte Peak einen nicht zu vernachlässigenden Anteil der Simulationsreihe dar. Die relativ unpräzise Rekonstruktion dieser Bilder könnte sich als problematisch für Poinintg-Kalibrierungen erweisen, weshalb eine künftige Untersuchung der Entstehung des rechten Peaks nötig ist. Auffällige Unterschiede zwischen den beiden rechten Peaks sind nicht festzustellen.
In einer zweiten Simulationsreihe wurden die Verzeichnugskoeffizienten auf die in Tabelle 3.1 aufgeführten Werte gesetzt und analog zu obiger Simulationsreihe weitere 1000 verzeichnungsfreie Sternbilder mit einer Dummy-Cherenkov-Kamera und deren verzeichnete Variante generiert und ausgewertet. In Abbildung 3.9 ist das Resultat zu sehen.

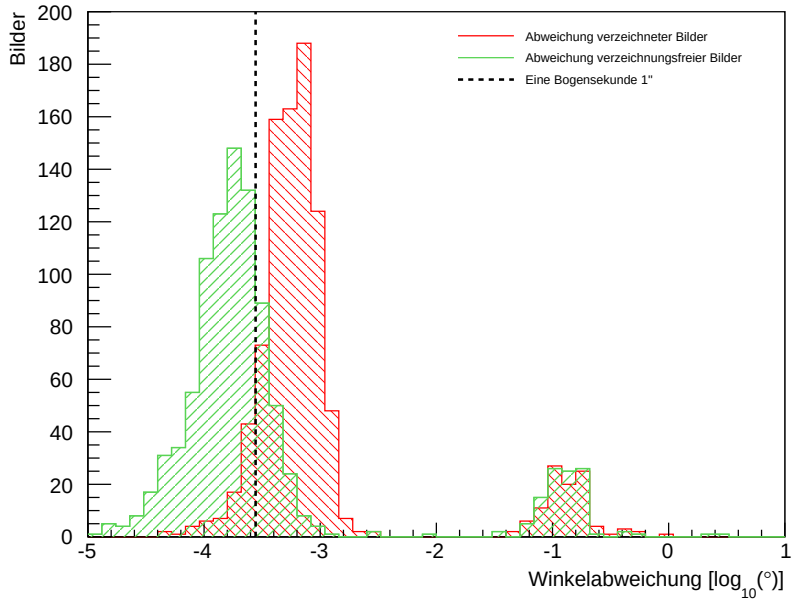


Abbildung 3.9: Pointing-Abweichung verzeichneter (rot) und vereichnungsfreier (grün) Sternbilder mit virtueller Cherenkov-Kamera. Auf der Abszisse ist der Logarithmus des Winkelabstandes aufgetragen. Die gestrichelte Linie markiert eine Bogensekunde.

In dieser Simulationsreihe konnten jeweils 951 von 1000 Bildern durch `Astrometry.net` rekonstruiert werden. Analog zur ersten Simulationsreihe wurden wieder Mittelwerte etc. berechnet. In Tabelle 3.3 sind die errechneten Werte zu sehen. Ungefähr 11% der verzeichneten Bilder weisen eine Pointing-Abweichung von über 7″ auf und überschreiten somit die angestrebte Obergrenze für die Pointing-Abweichung. 70,1% der verzeichneten Bilder haben eine Pointing-Abweichung unter 3″. Der linke Peak der verzeichneten Sternbilder liegt umgerechnet bei ungefähr 2,1″, während der verzeichungsfreie Peak bei ungefähr 0,6″ liegt. Somit ist die mittlere Pointing-Abweichung der verzeichneten Bilder um einen Faktor von 3,5 größer als die der verzeichnungsfreien Bilder. Die simulierte Verzeichnung

sorgt für eine systematisch höhere Pointing-Abweichung in diesem Bereich.

Bildtyp	Peak	Mittelwert [°]	Standardabweichung [°]	Anteil
verzeichnet	links	$5{,}84 \cdot 10^{-4}$	$2{,}96 \cdot 10^{-4}$	88,9%
	rechts	0,12	$5{,}61 \cdot 10^{-2}$	10,1%
verzeichnungsfrei	links	$1{,}68 \cdot 10^{-4}$	$1{,}39 \cdot 10^{-4}$	88,6%
	rechts	0,13	$6{,}95 \cdot 10^{-2}$	10,7%

Tabelle 3.3: Mittelwerte und Standardabweichungen der vier Peaks aus Abbildung 3.9, sowie deren Anteil an allen Bildern.

3.5.2 Sternbilder ohne virtuelle Cherenkov-Kamera

Als nächstes wurden weitere 1000 verzeichnungsfreie Sternbilder und deren verzeichnete Variante generiert, jedoch ohne virtuelle Cherenkov-Kamera. Dabei wurde analog zu Kapitel 3.5.1 vorgegangen. Das Ergebnis dieser Simulationsreihe ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Von den 1000 simulierten Bildern konnten jeweils 993 Bilder durch `Astrometry.net` rekonstruiert werden. Die Mittelwerte etc. sind in Tabelle 3.4 zu sehen.

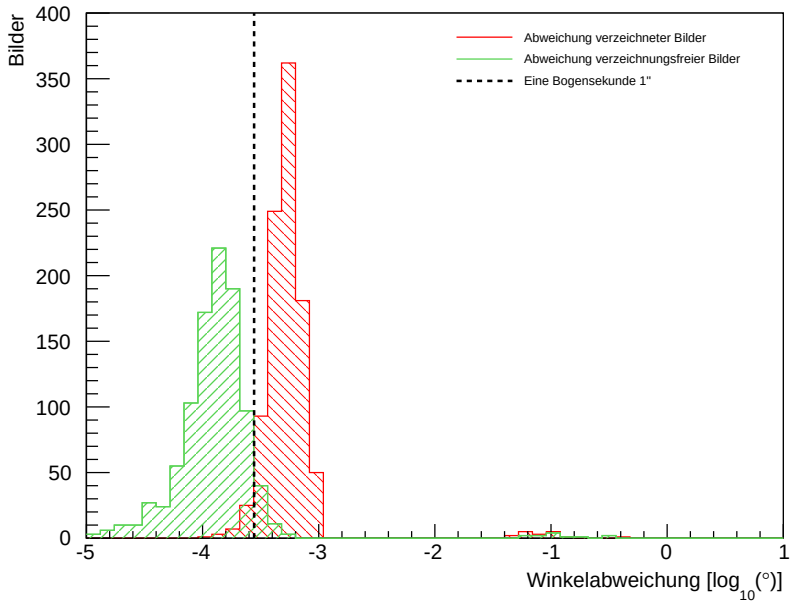


Abbildung 3.10: Pointing-Abweichung verzeichneter (rot) und vereichnungsfreier (grün) Sternbilder ohne virtuelle Cherenkov-Kamera.

Bildtyp	**Peak**	**Mittelwert [°]**	**Standardabweichung [°]**	**Anteil**
verzeichnet	links	$5{,}18 \cdot 10^{-4}$	$1{,}61 \cdot 10^{-4}$	98,3%
	rechts	0,08	$2{,}71 \cdot 10^{-2}$	1,6%
verzeichnungsfrei	links	$1{,}33 \cdot 10^{-4}$	$7{,}56 \cdot 10^{-5}$	98,8%
	rechts	0,11	$3{,}47 \cdot 10^{-2}$	1,0%

Tabelle 3.4: Mittelwerte und Standardabweichungen der vier Peaks aus Abbildung 3.10, sowie deren Anteil an allen Bildern.

Zunächst ist festzustellen, dass die Zahl an fehlgeschlagenen Rekonstruktionen um einen Faktor ≥ 7 kleiner als bei den vorherigen Simulationsreihen ist. Im Vergleich zur zweiten Simulationsreihe in Kapitel 3.5.1 wurde die Richtungsrekonstruktion der Sternbilder insgesamt präziser. Dies äußert sich durch die kleineren Mittelwerte der Linkspeaks. Des Weiteren ist der Anteil der unpräzise rekonstruierten Bilder deutlich zurückgegangen. Ähnliche Erkenntnisse wurden auch im Rahmen der Masterarbeit von Domenico Tiziani gewonnen [24]. 93,4% der verzeichneten Bilder weisen eine Pointing-Abweichung von unter $3''$ auf. Der Anteil mit einer Abweichung von über $7''$ liegt nur noch bei 1,7%. Der Mittelwert des verzeichneten Linkspeaks liegt ungefähr bei $1{,}9''$, während der Mittelwert für die verzeichnungsfreien Bilder umgerechnet bei $0{,}5''$ liegt, was einem Unterschied um einen Faktor von 3,8 entspricht. Des Weiteren ist die Breite des Linkspeaks für verzeichnete Bilder im Vergleich zu Abbildung 3.9 schmäler, was sich durch die kleinere Standardabweichung bestätigt.
Zusammenfassend kann man sagen, dass die Richtungsrekonstruktion für Bilder ohne virtuelle Chernkov-Kamera etwas präziser ist als für Bilder mit einer simulierten Cherenkov-Kamera. Innerhalb der zweiten Simulationsreihe konnten insgesamt 8 Bilder mit einem Winkelabstand von unter 10^{-4° rekonstruiert werden, während in dieser Simulationsreihe nur ein Bild mit solch einer Präzision rekonstruiert werden konnte. Der Anteil dieser Bilder ist jedoch relativ gering. Der Unterschied der mittleren Pointing-Abweichung beim Vergleich von verzeichneten und verzeichnungsfreien Sternbildern steigt für Bilder ohne simulierter Cherenkov-Kamera leicht an. Diese Erkenntnisse sollten jedoch in Zukunft durch weitere Simulationsstudien bestätigt werden. Dabei sollte die Pointing-Abweichung beispielsweise bei Verwendung anderer Verzeichnungskoeffizienten untersucht werden.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde die von Domenico Tiziani entwickelte Software-Bibliothek `libCCDCamera` erweitert, so dass damit nun eine PointingCCD-Kamera mit realen Verzeichnungseffekten simuliert werden kann. Hierfür wurde eine fiktive Kamera implementiert, mit der Sternbilder beliebiger Auflösung simuliert werden können. Um eine möglichst exakte Verzeichnung zu gewährleisten, wurden Sternbilder mit einer Auflösung, die um den Faktor 49 größer als die Originalauflösung ist, simuliert, verzeichnet und anschließend auf Originalauflösung komprimiert. Die Berechnung der Verzeichnung jedes einzelnen Pixels wurde nach dem Abbildungsmodell von `OpenCV` durchgeführt. Um die Pointing-Abweichung von verzeichneten und verzeichnungsfreien Sternbildern vergleichen zu können, wurden immer jeweils ein verzeichnungsfreies Sternbild mit zufällig gewählten Koordinaten und ein verzeichnetes Sternbild mit denselben Koordinaten generiert und mithilfe von `Astrometry.net` ausgewertet. Durch die Generierung tausender solcher Bildpaare konnten Verteilungen der Pointing-Abweichung für verzeichnete und verzeichungsfreie Bilder erstellt und analysiert werden. Dabei wurden hauptsächlich die mittlere Pointing-Abweichung, sowie die Standardabweichung der Verteilungen untersucht. Es wurde festgestellt, dass die mittlere Pointing-Abweichung für verzeichnete Sternbilder um einen Faktor von 3,5 größer ist als die Abweichung für verzeichnungsfreie Sternbilder. Der Großteil der Bilder weist eine Pointing-Abweichung von deutlich unter $7''$ auf. Über 10% der Bilder wurden jedoch relativ unpräzise rekonstruiert, was ein Problem für die Pointing-Kalibrierung darstellt. Es wurden sowohl Sternbilder mit virtueller Chernkov-Kamera als auch ohne Cherenkov-Kamera simuliert und verglichen.

Aufgrund der begrenzten Zeit zur Anfertigung dieser Bachelorarbeit konnten keine weiteren Simulationsstudien durchgeführt werden. Weitere Simulationsstudien dieser Art sind jedoch nötig, um die hier gewonnenen Erkenntnisse zu bestätigen. So wäre es beispielsweise angebracht, eine Verteilung der Pointing-Abweichung von verzeichneten und verzeichnungsfreien Sternbildern mit anderen Verzeichnungskoeffizienten zu generieren und zu analysieren. Im Rahmen der Bachelorarbeit von Marc Bruchner wurden neben dem in der vorliegenden Bachelorarbeit verwendeten Satz an Verzeichnugskoeffizienten noch

einige weitere Sätze generiert, die man zur Überprüfung der in der vorliegenden Bachelorarbeit gewonnenen Erkenntnisse nutzen kann. Eine Untersuchung der Ursache für die relativ unpräzise Rekonstruktion einiger Bilder, die sich in Form eines weiteren Peaks in der Verteilung äußert, wäre ebenfalls angebracht, da dies bisher unklar ist. Im Rahmen der Bachelorarbeit von Marc Bruchner wurde neben `OpenCV` noch ein weiteres Programm zur Bildverarbeitung nämlich `Australis` verwendet [23]. Mithilfe dieses Programms wurden ebenfalls Verzeichnungskoeffizienten generiert, jedoch unter einem anderen Abbildungsmodell. Die Implementierung dieses Abbildungsmodells in die Simulation und anschließende Simulationsstudien könnten ebenfalls neue Erkenntnisse liefern und mit den Ergebnissen in der vorliegenden Bachelorarbeit verglichen werden. Ein weiterer Aspekt, der noch zu untersuchen ist, ist, wie sich die Pointing-Abweichung für ein Pixel, das nicht dem Mittelpunkt des Bildes entspricht, verhält, da bisher nur die Koordianten des Bildzentrums mithilfe von `Astrometry.net` rekonstruiert und auf Pointing-Abweichungen überprüft wurden.

Zum Schluss möchte ich mich bei Professor Christopher van Eldik für die gute Betreuung dieser Bachelorarbeit bedanken. Ein großer Dank geht auch an Domenico Tiziani für die zahlreichen Ratschläge und Diskussionen, sowie für das Korrekturlesen.

Literaturverzeichnis

[1] Hess, V. F. 1912, Durchdringende Strahlung bei sieben Ballonfahrten, Physikalische Zeitschrift 13, S. 1084 f

[2] `https://de.wikipedia.org/wiki/Victor_Franz_Hess`, Zugriff am 16.07.16

[3] `https://portal.cta-observatory.org/Pages/Home.aspx`, Zugriff am 17.07.16

[4] Private Mitteilung von Prof. Dr. Christopher van Eldik

[5] Funk, S. 2015, Space- and Ground-Based Gamma-Ray Astrophysics, Annual Reviews, S. 2, 3, 7-16

[6] Longair, M. S. 2011, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press, S. 384 f, 404-410

[7] Gaisser, T. K. 2016, Cosmic Rays And Particle Physics (Cambridge University Press), S. 243 f, 302 f

[8] Sedow, L. I. 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics (Academic Press), S. 334 f

[9] D. Berge et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007, Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type Supernova Remnant RX J1713.7–3946 with deep H.E.S.S. observations (30th International Cosmic Ray Conference), S. 3

[10] `https://en.wikipedia.org/wiki/Pulsar`, Zugriff am 18.07.16

[11] Particle Data Group 2014, Particle Physics Booklet, S. 25

[12] Heitler, W. 1944, The Quantum Theory Of Radiation, S. 386 f

[13] `http://w3.iihe.ac.be/~aguilar/PHYS-467/PA3.html` Zugriff am 20.07.16

[14] Cherenkov, P. A. 1937, Physical Review 52, 378, 1937

[15] de Naurois, M., Mazin, D. 2015, Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy, S. 5, 12

[16] https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/about/telescopes/images/detection2s.jpg, Zugriff am 31.07.16

[17] https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/home/Webgalleries/HESS2_telescope/images/120925_Namibia_Foehr_0212_3_4_5.jpg, Zugriff am 31.07.16

[18] https://portal.cta-observatory.org/Pages/Instrument.aspx, Zugriff am 31.07.16

[19] Herpich, J. 2010, B. sc. Thesis Testing a Single-CCD-Concept for the H.E.S.S. II Pointing, S. 9

[20] http://docs.opencv.org/3.0-beta/modules/calib3d/doc/camera_calibration_and_3d_reconstruction.html, Zugriff am 01.08.16

[21] https://de.wikipedia.org/wiki/Verzeichnung, Zugriff am 01.08.16

[22] Lang et al. 2009, Astrometry.net: Blind astrometric calibration of arbitrary astronomical images, S. 5 f

[23] Bruchner, M. 2016, B. sc. Thesis Untersuchung von Linsenfehlern und Auswirkung auf das Pointing eines Cherenkov-Teleskops (noch nicht veröffentlicht)

[24] Tiziani, D. 2015, M. sc. Thesis Investigations towards a Single-CCD Pointing-Solution for the Medium-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array, S. 27-36

Erklärung

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

Erlangen, den

Robert Heinrich